

Entwicklung eines bildgebenden Partikeldiagnostikverfahrens zur Untersuchung Thermischer Spritzprozesse

Tilo Streibl

Der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität der Bundeswehr München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)

vorgelegte Dissertation

UNIVERSITÄT DER BUNDESWEHR MÜNCHEN
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Entwicklung eines bildgebenden Partikeldiagnostikverfahrens zur Untersuchung Thermischer Spritzprozesse

Tilo Streibl

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr.-Ing. U. Barabas
1. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. K. Landes
2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. W. Tiller

Tag der Prüfung: 19.9.2002

Mit der Promotion erlangter akademischer Grad:
Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)

Neubiberg, den 25.9.2002

Mein herzlicher Dank gilt

Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Landes für die Überlassung des interessanten Themas, die umfassende Betreuung und die stete Förderung der unter optimalen Forschungsbedingungen durchgeführten Arbeit.

Des weiteren bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Seeger, Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Mayr und Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Tiller für viele hilfreiche Diskussionen und Anregungen.

In besonderer Weise bin ich auch Frau S. Kütt, Herrn Dr.-Ing. G. Forster, Herrn Dr.-Ing. F. D. Lange und Herrn Dipl.-Ing. R. Graf zu Dank verpflichtet, die mich bei Veröffentlichungen, Vorträgen und technischen Fragen unterstützt haben.

Im Rahmen ihrer Diplomarbeiten haben Dipl.-Ing. M. Dzulko und Dipl.-Inf. J.-C. Dohm einen engagierten Beitrag zu dieser Arbeit geleistet.

Meine Kollegen Dr.-Ing. G. Kraut, Dr.-Ing. J. Zierhut, Dr.-Ing. R. Hartmann, Dipl.-Ing. M. Dzulko, Dipl.-Ing. E. Theophile, Dipl.-Ing. S. Zimmermann und Dipl.-Inf. A. Haidalla haben die Durchführung dieser Arbeit nicht nur fachlich durch individuelle Ratschläge und Hilfestellungen, sondern auch privat durch ein kameradschaftliches Verhältnis unterstützt.

Die Herren W. Wagner, U. Bayrle, H. Karl, A. Mai und G. Haderer haben mit viel Fachwissen und Kreativität zu neuen elektronischen, optischen und mechanischen Komponente des Experimentaufbaus beigetragen. An den kleinen „Kunstwerken“ ist die hohe Perfektion bei der Umsetzung der Ideen zu erkennen.

Ich bedanke mich auch bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die durch die Förderung des Verbundprojektes „Prozeßdiagnostik an thermischen Beschichtungsverfahren“ diese Arbeit erst ermöglicht hat. Die gute Zusammenarbeit mit den Projektpartnern der RWTH Aachen Prof. Dr. techn. E. Lugscheider, Dr.-Ing. A. Fischer, Dipl.-Ing. K. Seemann, der Universität Dortmund Prof. Dr.-Ing. F.-W. Bach, Dr.-Ing. T. Duda, Dr. rer. nat. T. Copitzky, Dipl.-Phys. J. Prehm und der DLR Stuttgart Dr.-Ing. R. Henne, Dr.-Ing. V. Bork hat mir sehr geholfen.

Zuletzt geht noch ein großes Dankeschön an meine Eltern, die mich auch in schwierigen Zeiten immer unterstützt haben.

Inhaltsverzeichnis

<u>1</u>	<u>EINLEITUNG</u>	<u>1</u>
<u>2</u>	<u>ZIELSETZUNG DER ARBEIT</u>	<u>1</u>
<u>3</u>	<u>ÜBERSICHT ÜBER OPTISCHE PARTIKELDIAGNOSTIKVERFAHREN BEIM THERMISCHEN SPRITZEN</u>	<u>2</u>
3.1	THERMISCHES SPRITZEN ALS VERFAHREN ZUR OBERFLÄCHENBESCHICHTUNG	2
3.2	PARTIKELMEßTECHNIK	4
3.2.1	Partikelanalyse unter Normalbedingungen	4
3.2.2	Partikelmeßtechniken für die Anwendung beim Thermischen Spritzen	8
<u>4</u>	<u>THEORETISCHE GRUNDLAGEN</u>	<u>12</u>
4.1	SKALARE WELLENTHEORIE ZUR MODELLIERUNG DER OPTISCHEN ABBILDUNGSBEDINGUNGEN	12
4.1.1	Näherungsverfahren der skalaren Wellen	16
4.1.2	Bildentstehung in der skalaren Wellentheorie	17
4.1.3	Transformation von der Gegenstandsebene in die Brennebene (Trafo I)	19
4.1.4	Transformation von der Brennebene in die Betrachtungsebene (Trafo II)	23
4.1.5	Berücksichtigung einer Blende in der Linsenebene	24
4.1.6	Berücksichtigung des gaußförmigen Profils des Laserstrahls	25
4.1.7	Stereoskopische Beleuchtung mit zwei Laserstrahlen	27
4.2	KLASSIFIZIERUNG VON PARTIKELKONTUREN DURCH ELLIPSENAPPROXIMATION	28
<u>5</u>	<u>ENTWICKLUNG DES „PARTICLE SHAPE IMAGING“ (PSI) MEßVERFAHRENS</u>	<u>32</u>
5.1	PRINZIP DES MEßVERFAHRENS	33
5.2	RANDBEDINGUNGEN BEIM THERMISCHEN SPRITZEN	35
5.3	AUFBAU DES MEßSYSTEMS	38
5.3.1	Abbildungsmaßstäbe und Funktion des Polarisationsdrehers	40
5.3.2	Auflösungsvermögen	45
5.3.3	Tiefenschärfe und Meßvolumen	50
5.3.4	Durchlicht- und Dunkelfeld-Aufnahmetechnik	54
5.3.5	Störeinflüsse auf das PSI System	57
5.4	ERWEITERUNG DES MEßSYSTEMS DURCH EINE TRIGGEREINRICHTUNG	64
5.4.1	Optimale Photodiodengeometrie für die Partikeldetektion	65
5.4.2	Aufbau des Triggersystems	67
5.4.3	Ansprechzeit	69

5.4.4	Unterdrückung einer Geschwindigkeitsselektion und Timing	70
5.4.5	Elektronik	71
5.4.6	Getriggerte Partikelaufnahmen	75
5.5	PARTICLE SHAPE IMAGING (PSI) MESSUNGEN	78
5.5.1	Pulveranalyse eines engfraktionierten Pulvers	78
5.5.2	Aufnahmen im Plasma	82
5.6	ERWEITERUNG DES MEßSYSTEMS DURCH EINE LASER DOPPLER ANEMOMETRIE DIAGNOSTIK (LDA)	84
5.6.1	Zielsetzung	84
5.6.2	Modernisierung des mobilen LDA-Systems	85
5.6.3	Zusammenführung des PSI- und LDA-Verfahrens	86
5.7	LASER DOPPLER ANEMOMETRIE (LDA) MESSUNGEN	92
6	<u>MEß- UND INFORMATIONSTECHNISCHE PROZEDUREN</u>	94
6.1	DATENVERWALTUNG	95
6.2	AUTOMATISIERTE BILDVERARBEITUNG BEI PSI ZUR ERZEUGUNG STATISTISCHER RESULTATE	96
6.3	DARSTELLUNG DER MEßERGEBNISSE FÜR LDA, PSI UND PARTIKELTRIGGER	100
6.3.1	Visualisierung der Meßergebnisse	100
6.3.2	Berechnung von Flugbahnverteilungen	102
7	<u>ZUSAMMENFASSUNG</u>	105
8	<u>ANHANG</u>	107
8.1	ERGÄNZUNGEN ZU DEN THEORETISCHEN GRUNDLAGEN	107
8.1.1	Beleuchtung unter Berücksichtigung von Homogenität und Lichtleistung	107
8.1.2	Abbildungsgesetze für gaußförmige Laserstrahlen	108
8.1.3	Impulsantwort des optischen Aufnahmesystems	125
8.1.4	Modulations Transfer Funktion (MTF)	132
8.1.5	Numerische Umsetzung der skalaren Wellentheorie	132
8.2	SCHALTPLAN DES TRIGGERS	137
9	<u>VERZEICHNISSE</u>	138
9.1	TABELLENVERZEICHNIS	138
9.2	ABBILDUNGSVERZEICHNIS	138
9.3	LITERATURVERZEICHNIS	142

1 Einleitung

Moderne Technologien haben das Ziel und die Aufgabe, Problemlösungen aufzufinden, bei denen Quantität durch Qualität ersetzt wird. Bei verbesserter Aufgabenerfüllung werden dadurch Ressourcen gespart und die Umwelt weniger belastet. Ein typisches und wirtschaftlich bedeutendes Beispiel hierzu ist die moderne Oberflächentechnik, bei der durch intelligente Kombinationen von Substrat- und Oberflächenmaterialien Werkstoffe mit innovativer oder verbesserter Funktionalität realisiert werden. Insbesondere bei hohen Anforderungen an Oberflächeneigenschaften hat das Thermische Spritzen eine herausragende Stellung eingenommen. Neben Metallen und Legierungen können auch Keramiken und Kunststoffe für die Beschichtung selbst kompliziert geformter Bauteile eingesetzt werden. Durch die fortlaufende Verbesserung der Verfahrenstechnik erstreckt sich das Anwendungsgebiet des Thermischen Spritzens auch zunehmend auf technologische Grenzbereiche im Flugzeug-, Automobil- und Medizinsektor. Daraus resultieren neue Anforderungen in Bezug auf Qualität, Reproduzierbarkeit und Langlebigkeit der Beschichtungen. Um das vorhandene Potential des Thermischen Spritzens voll auszuschöpfen, ist die Entwicklung und der Einsatz geeigneter Diagnostikmethoden und –systeme erforderlich, deren Anwendungsfelder sich auf Grundlagenuntersuchungen sowie auf die Realisierung neuartiger Schichtsysteme, die Unterstützung bei Änderung von Prozeßkomponenten und die Aufklärung von Prozeßparameterschwankungen erstrecken. Es war Zielsetzung der vorliegenden Arbeit mit der Entwicklung der Particle Shape Imaging (PSI) Partikeldiagnostik hierzu einen Beitrag zu leisten.

2 Zielsetzung der Arbeit

Die Diagnostik Thermischer Spritzprozesse umfaßt drei unterschiedliche Anwendungsbereiche:

- Diagnostik der Prozeßkomponenten (Generatoren zur Umsetzung elektrischer in thermische und kinetische Energie, Materialzuführungssysteme, Versorgungssysteme),
- Diagnostik der thermischen Materialbehandlung (Partikeldiagnostik),
- Diagnostik des Beschichtungsprozesses und der Schichtresultate.

Die Partikeldiagnostik übernimmt dabei die Funktion eines Bindeglieds zwischen den eingestellten Prozeßparametern und den erzielten Schichtresultaten, so daß ihr eine besondere Bedeutung bei der Aufklärung der komplexen Zusammenhänge zwischen beiden Bereichen zufällt [1].

Um dieser Aufgabe gerecht zu werden und um die Partikelbehandlung im laufenden Spritzprozesses beurteilen zu können, ist es erforderlich, am individuellen Partikel berührungslos die spritztechnisch relevanten Eigenschaften Form, Größe und Geschwindigkeit simultan und mit hoher Ortsauflösung zu bestimmen.

Bisher standen hierzu noch keine geeigneten Partikelmeßtechniken (siehe Kap. 3) zur Verfügung, die unter den Bedingungen des Thermischen Spritzens angewendet werden können. Speziell für die Formerkennung existieren bis jetzt noch keine geeigneten Lösungsansätze. Eine Messung der Partikelgröße ist bereits möglich, erfolgt aber ohne die Kenntnis von Formmerkmalen.

Die Zielsetzung dieser Arbeit bestand deshalb darin, diese Lücke mit dem neu entwickelnden Particle Shape Imaging (PSI) Verfahren zu schließen. Es sollte die simultane Bestimmung von Form, Größe und Geschwindigkeit individueller Partikel im Plasmaspritzstrahl ermöglichen.

Darüber hinaus war die Kombination von Particle Shape Imaging mit einem am Institut entwickelten Laser-Doppler-Anemometrie-System (LDA) vorgesehen. Das bestehende LDA-System sollte dabei an den Stand der Technik angepaßt werden.

Ein weiteres Ziel der Arbeit war es, die optischen Abbildungsbedingungen beider Verfahren zu modellieren, sowie über geeignete meß- und informationstechnischer Prozeduren für das kombinierte PSI / LDA Verfahren eine Automatisierung des Meßablaufes, der Datenauswertung und -darstellung nach einem einheitlichen Prinzip zu realisieren.

3 Übersicht über optische Partikeldiagnostikverfahren beim Thermischen Spritzen

3.1 Thermisches Spritzen als Verfahren zur Oberflächenbeschichtung

Das Thermische Spritzen [2] ist eine Oberflächenbeschichtungstechnik, die vielfache Kombinationen von Grundwerkstoffen und Beschichtungsmaterialien erlaubt. Einem Grundwerkstoff, der nur den mechanischen Anforderungen entsprechen muß, kann an seiner Oberfläche eine spezielle Funktionalität verliehen werden, die ihn z.B. vor Verschleiß, Korrosion, Wärme, Reibung, Partikelerosion, Kornabrieb, chemischer Belastung oder oxidierender Atmosphäre schützt, ihm eine definierte elektrische Leitfähigkeit, Notlaufeigenschaften oder ein dekoratives Aussehen verleiht. Da mit dem Thermischen Spritzen Schichtdicken im μm - bis mm -Bereich erzielt werden können, ist das Verfahren auch für einen begrenzten Materialneuaufbau geeignet. Es kann deshalb zur Instandsetzung verschlissener Bauteile oder zur Ausschußrettung eingesetzt werden.

Unter dem Begriff "Thermisches Spritzen" sind unterschiedliche Spritzverfahren zusammengefaßt. Sie werden entsprechend DIN 32530 unterteilt nach der Art des Spritzzusatzwerkstoffes, der Fertigung oder des Energieträgers. Die einzelnen Thermischen Spritzverfahren konkurrieren in ihrer Anwendung nicht miteinander, sondern sie ergänzen sich durch ihre spezifischen Verfahrenseigenschaften. Alle Thermischen Spritzverfahren benötigen zur Erzeugung von Spritzschichten thermische und kinetische Energie.

Die Energieträger sind zum heutigen Zeitpunkt die Brenngas-Sauerstoff-Flamme, der elektrische Lichtbogen, der Plasmastrahl und der Laserstrahl. Die thermische Energie wird benötigt, um den Spritzzusatzwerkstoff an- oder aufzuschmelzen. Die kinetische Energie, gekoppelt an die Partikelgeschwindigkeit, beeinflußt die Dichte der Schicht, die Haftzugfestigkeit der Spritzschicht in sich und die Haftzugfestigkeit der Schicht zum Grundwerkstoff. Die kinetische Energie ist bei den einzelnen Verfahren des Thermischen Spritzens sehr unterschiedlich und zusätzlich noch vom Spritzmaterial und der Partikelgröße abhängig.

Die Spritzverfahren lassen sich einteilen in

- Flammspritzen mit Draht oder Stab,
- Flammspritzen mit Pulver,
- Kunststoff-Flammspritzen,
- Hochgeschwindigkeits-Flammspritzen,
- Detonationsspritzen (Flammschockspritzen),
- Laserspritzen,
- Lichtbogenspritzen,
- Plasmaspritzen.

In dieser Arbeit wird speziell das Plasmaspritzen für die Partikelbehandlung zugrundegelegt. Im Vergleich zu den anderen Verfahren erzielt man beim Plasmaspritzen die höchsten Temperaturen, so daß auch hochschmelzende keramische Materialien verarbeitet werden können.

Beim Plasmaspritzen [3] wird der pulverförmige Spritzzusatz in oder außerhalb des Plasmabrenners (Spritzpistole) einem Plasmastrahl zugeführt, in diesem geschmolzen und auf die Werkstückoberfläche geschleudert (Abb. 1).

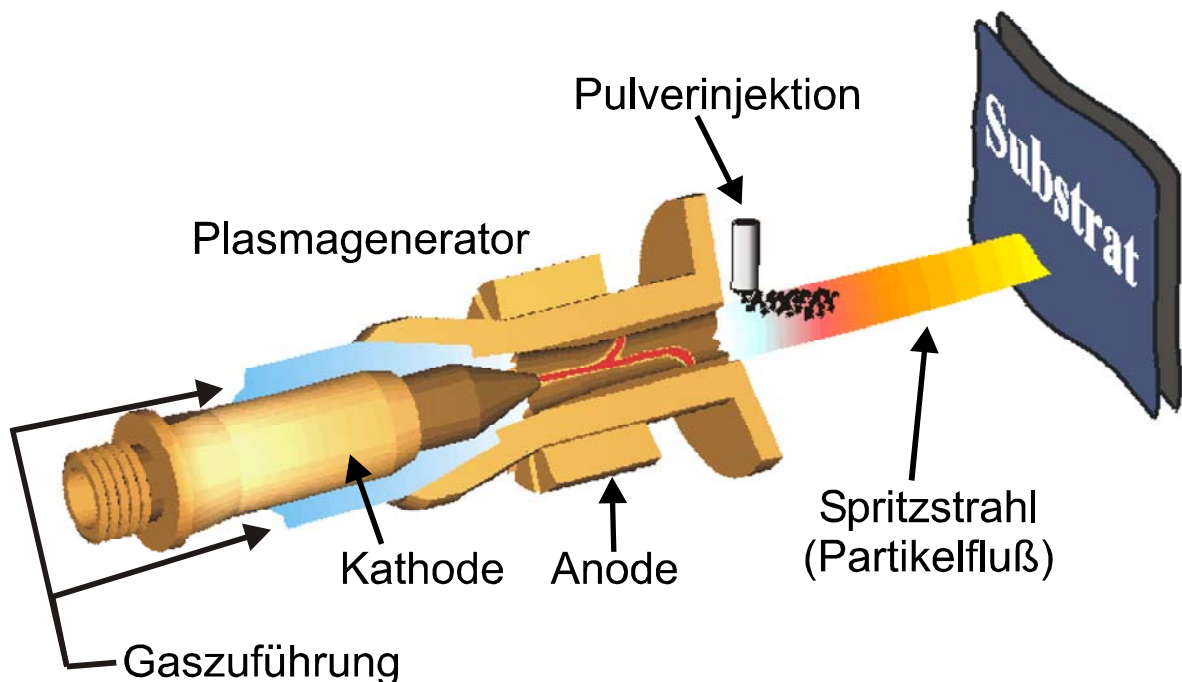


Abb. 1: Schema eines Einkathodenplasmabrenners

Das Plasma wird durch einen Lichtbogen erzeugt, der in einer Atmosphäre aus Argon, Helium, Stickstoff, Wasserstoff oder deren Gemischen aufrechterhalten wird. Die Gase werden im Lichtbogen dissoziiert und ionisiert, sie erreichen hohe Ausströmgeschwindigkeiten und geben bei der Rekombination ihre Wärmeenergie an die Spritzpartikel ab. Der Lichtbogen erstreckt sich innerhalb der Spritzpistole von einer zentrisch angeordneten Kathode zu der die Anode bildenden, wassergekühlten Düse. Das Verfahren wird bei unterschiedlichen Druckverhältnissen (Unter-, Normaldruck, Unterwasserbedingungen) in einer Umgebung aus Luft oder Schutzgas (z.B. Argon) durchgeführt. Einsatzgebiete sind u.a. Luft- und Raumfahrt (z.B. Schutzschichten auf Turbinenschaufeln und Einlaufflächen), Medizintechnik (Implantate), Verfahrenstechnik (Antikorrosionsschichten), Energietechnik (Wärmedämmschichten in stationären Gasturbinen).

3.2 Partikelmeßtechnik

Die Partikelmeßtechnik [4, 5] - auch Dispersitätsanalyse, Korngrößenanalyse oder Granulometrie genannt - befaßt sich mit der Beschreibung und Messung von Stoffen, die verfahrenstechnisch dadurch gekennzeichnet sind, daß sie nicht als kompaktes Ganzes sondern fein verteilt (disperse Phase) in einem umgebenden Medium vorliegen (disperses Stoffsystem). Phase und Medium können in allen drei Aggregatzuständen vorkommen.

Das umgebende Medium (Dispersionsmittel, kohärente Phase, äußere Phase) ist im geometrischen Sinne zusammenhängend. Die disperse Phase (dispergierte Phase, inkohärente Phase, innere Phase) dagegen ist nicht zusammenhängend. Der Weg von einem Partikel zum anderen Partikel führt durch das umgebende Medium.

Als Dispersitätsmerkmale kommen beispielsweise folgende physikalische Größen in Betracht:

- Masse,
- Volumen,
- Oberflächen, Querschnitts- oder Projektionsflächen,
- Durchmesser, Kantenlängen, Verhältnisse von Längen,
- Geschwindigkeiten (Sinkgeschwindigkeit, Diffusionsgeschwindigkeit),
- Impuls,
- Energie,
- Temperatur,
- Dichte (Masse/Volumen),
- Beeinflussung elektrischer, magnetischer oder mechanischer Felder,
- Lichtstreuungsvermögen, allgemeiner: Wechselwirkungen mit elektromagnetischer Strahlung (Wirkungsquerschnitte).

3.2.1 Partikelanalyse unter Normalbedingungen

Mit einem einzelnen Meßverfahren können Partikel nur in einem beschränkten Größenbereich und nur bezüglich ausgewählter Dispersitätsmerkmale untersucht werden. Auch die über die Umgebungsbedingungen der Partikel gestellten Anforderungen führen zu spezialisierten Diagnostiken. Zu unterscheiden ist z.B. ob die Partikel in einem laufenden Prozeß unter den dort vorherrschenden Bedingungen wechselwirkungsfrei untersucht werden müssen oder ob sie gezielt in einen für die Messung optimalen Zustand isoliert werden können (z.B. durch eine Probenentnahme, die Verteilung auf einem Objektträger, die räumliche Eingrenzung in einer Küvette, die gezielte Wechselwirkung mit einem anderen Medium).

Die optischen Meßverfahren sind hauptsächlich durch die Klasse der Mikroskopie-basierten Techniken [6] und der Laserbeugungsverfahren [7, 8, 9] repräsentiert.

Jenseits der 100µm Grenze, die mit dem „bloßen Auge“ zu erkennen ist, erzielt man mit Lichtmikroskopen, je nach verwendeter Lichtwellenlänge, Auflösungen bis zu 0,2µm. Für höhere Auflösungen (bis ca. 0,1nm) werden Elektronen Mikroskope (REM, TEM, SEM) eingesetzt.

Bei der Mikroskopie ist besonders auf eine repräsentative Probenentnahme und die Auswertung einer statistisch relevanten Anzahl von Bildern zu achten. Die Partikel werden dazu möglichst überlappungsfrei auf einem Objektträger verteilt. Durch die direkte Beobachtung der Partikel ist eine fundierte Bestimmung von Größe- und Form der Partikel möglich, für die in der Regel Methoden der elektronischen Bildverarbeitung eingesetzt werden. Man sollte dabei berücksichtigen, daß alle verwendeten Formbeschreibungsmerkmale auf einer zweidimensionalen Projektion der Partikel basieren. Andere Meßprinzipen (z.B. Laserbeugung) unterliegen ähnlichen Einschränkungen durch eine Grundannahme, so daß Partikel-Formen und -Größen nur schwer zwischen unterschiedlichen Verfahren umgerechnet werden können. Da die Frage nach der Form eines Partikels nicht mit einer einzelnen Zahlenangabe zu beantworten ist, haben sich unterschiedlichste Teilchenformbeschreibungsmethoden [10] etabliert. Je nach Abstraktionsgrad können mit den dabei eingeführten Formfaktoren (siehe z.B. Kap. 4.2) Partikel untereinander verglichen werden. Voraussetzung ist, daß bei den Formfaktoren eine enge Korrelation mit einer Produkteigenschaft bestehen bleibt.

Laserbeugungsverfahren sind in der Praxis am weitesten verbreitet, da mit Ihnen Partikelgrößen über einen großen Bereich von etwa $0,04\mu\text{m}$ bis $8000\mu\text{m}$ bestimmt werden können. Die Meßergebnisse liegen außerdem bereits unmittelbar nach der Messung vor. Das Prinzip besteht darin, ein in einer Probenküvette eingeschlossenes Partikelensemble mit einem aufgeweiteten Laserstrahl zu beleuchten und die daraus resultierende Streulichtverteilung mit einer (von Verfahren zu Verfahren unterschiedlichen) Detektoranordnung zu analysieren. Die disperse Phase kann dabei aus einer Flüssigkeit oder einem Trägergas bestehen.

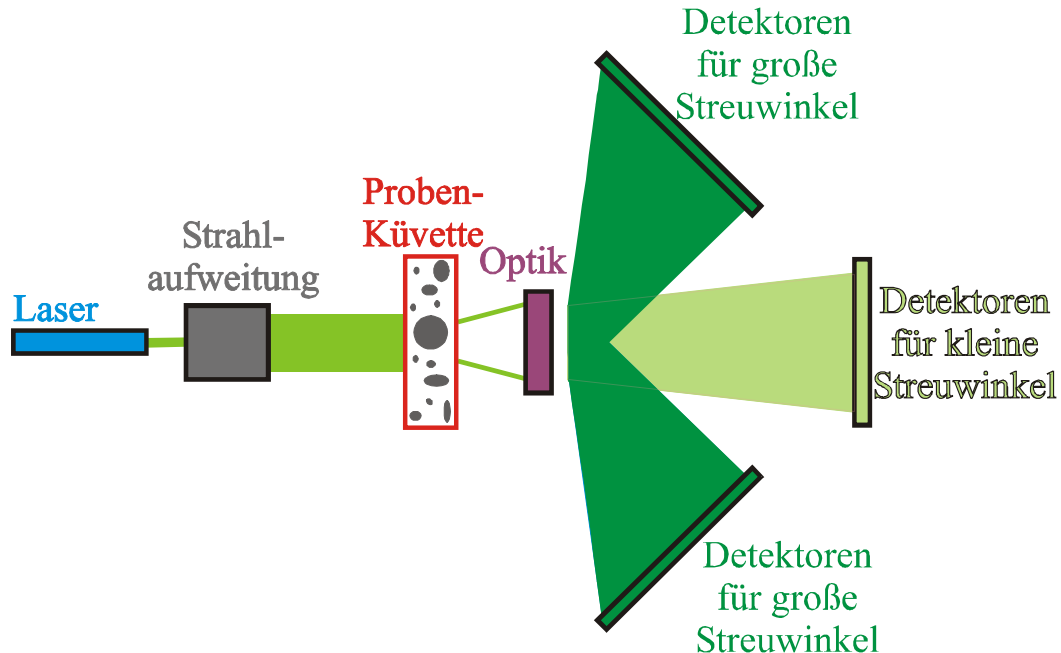


Abb. 2: Funktionsprinzip der Laserbeugung

Bei der Auswertung der gestreuten Lichtintensitäten sind zwei grundlegende Annahmen erforderlich:

- Die Partikel müssen in guter Näherung kugelförmig sein.
- Das von einem Partikel gestreute Licht darf nicht in Wechselwirkung mit einem weiteren Partikel (Mehrfachstreuung) treten.

- Die Streulichtverteilung eines Partikelensembles ergibt sich aus den addierten Einzelbeiträgen der Partikel. Diese Bedingung wird in guter Näherung für niedrige Partikeldichten erfüllt.

Die Partikelgrößenverteilung wird aus einer Entfaltung der detektierten Streulichtverteilung berechnet. Die Genauigkeit des Ergebnisses hängt dabei wesentlich von einer, dem Verfahren zugrundeliegenden, Modellannahme über das Lichtstreuverhalten der Partikel ab. Die einfachste (aber nicht ausreichende) Annahme besteht darin, daß kleine Partikel Licht hauptsächlich in große Winkel und große Partikel in kleine Winkel streuen.

Eine konkrete Einteilung der Streuung von Licht (Wellenlänge λ) durch mikroskopisch kleine Partikel (Durchmesser d_p) kann durch den dimensionslosen Mie-Parameter q vorgenommen werden.

$$q = \frac{\pi \cdot d_p}{\lambda} \quad (1)$$

In Abhängigkeit vom Mie-Parameter q werden drei verschiedene Bereiche unterschieden (Tabelle 1, Abb. 3).

Mie Parameter	Streuprozeß	Streuobjekte
$q \ll 1$	Rayleigh-Streuung (Dipol-Streuung)	Atome, Moleküle ($< 10^{-8}$ m)
$q \approx 1$	Mie-Streuung (Multipol-Streuung)	Pulverpartikel, Tropfen (μm -Bereich)
$q \gg 1$	Reflexion, Brechung, Beugung (geometrische Optik, skalare Wellentheorie)	größere Objekte (ab ca. $10\mu\text{m}$)

Tabelle 1: Klassifizierung der Lichtstreuung durch den Mie-Parameter

Im Bereich $q \approx 1$, wo die Größe der Partikel ungefähr gleich der Wellenlänge ist ($d_p \approx \lambda$), existiert eine empfindliche Abhängigkeit der Streuintensitäten von den Parametern Streuwinkel, Wellenlänge, Teilchendurchmesser und von den komplexen Brechungsindizes der Teilchen und des umgebenden Mediums (siehe Kap. 5.6). Hier ist keine einfache Näherung wie z.B. die skalare Wellentheorie (Kap. 4.1) für größere Objekte bekannt. Statt dessen bietet die Theorie von Gustav Mie [11] eine bessere Lösung, wenn die Partikel kugelförmig sind und ihr komplexer Brechungsindex bekannt ist.

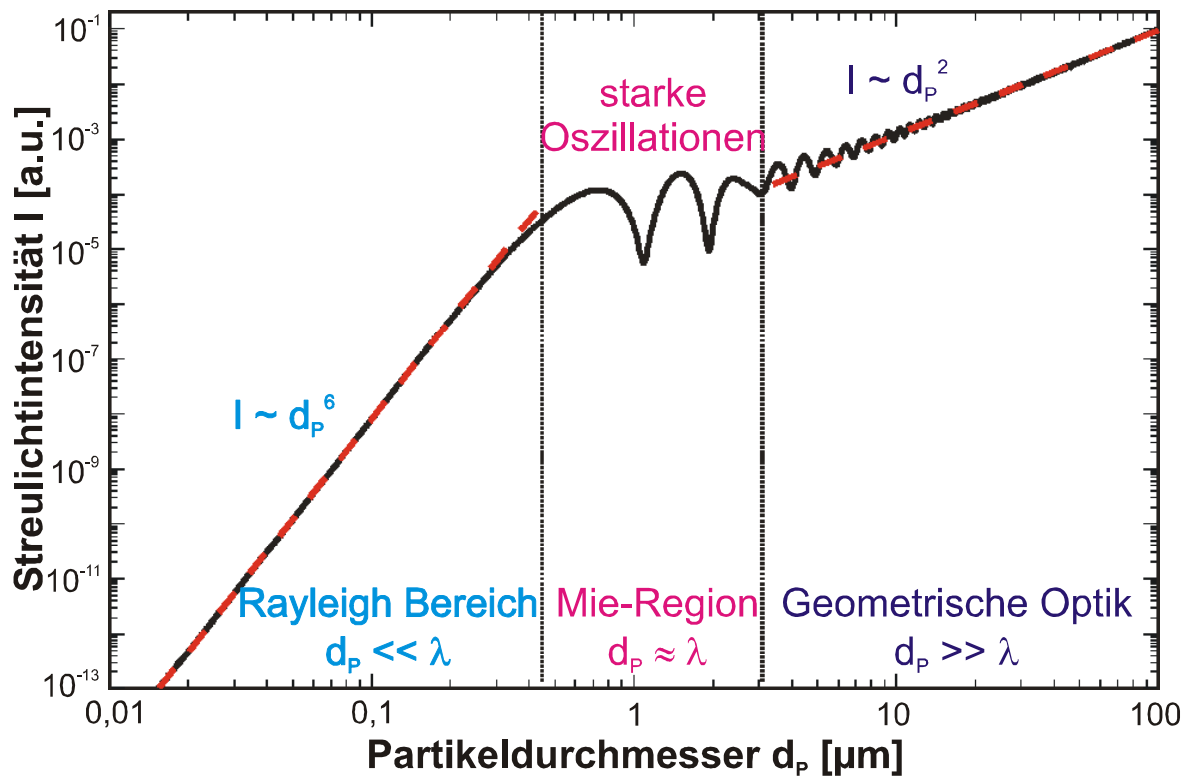


Abb. 3: Lichtstreuverhalten in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser d_p

Die ersten Laserstreuverfahren [12, 13, 14] basierten fast ausschließlich auf der skalaren Wellentheorie (Fraunhofer-Näherung). Durch die mittlerweile verfügbaren Rechenleistungen moderner Computer wird die Mie-Theorie bereits für Partikel ab $50\mu\text{m}$ Durchmesser (ISO 13320) eingesetzt.

Im Rayleigh-Bereich ($q \ll 1$) hängt die Streulichtintensität I der Partikel vom Partikeldurchmesser gemäß $I \sim d_p^6$ ab. Sehr kleine Partikel sind deshalb nur noch schwer zu detektieren, so daß man zur Größenmessung spezielle Streulichtverfahren wie z.B. die Photonenkorrelationsspektroskopie (auch Dynamische Lichtstreuung (DLS) genannt) einsetzen muß. Bei dieser Methode wird eine hydrodynamische Partikelgröße über die Messung der Diffusionsgeschwindigkeit der Partikel in einer Flüssigkeit bestimmt. Die suspendierten Partikel, durch Brownsche Bewegung zur Diffusion ange-regt, werden mit Laserlicht bestrahlt (Abb. 4), wobei die Dynamik des von den Teilchen gestreuten Lichtes mit Hilfe eines Photomultipliers aufgezeichnet wird.

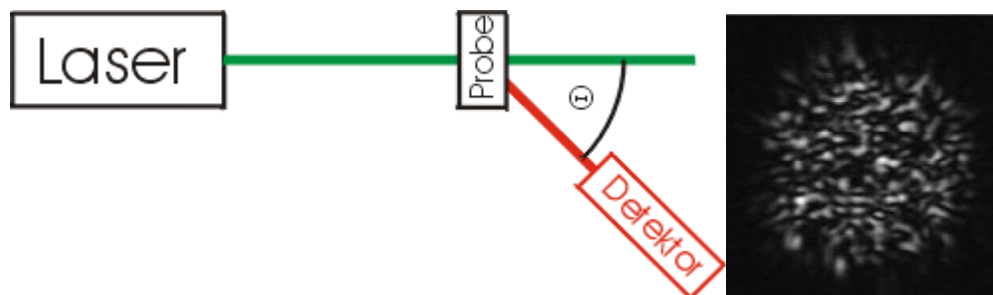


Abb. 4: Prinzip der Photonenkorrelationsspektroskopie

Beobachtet man das unter einem Winkel θ gestreute Licht durch 2 Lochblenden, so sieht man ein aperiodisches Fleckenmuster (Specklepattern, Abb. 4). In diesem Muster entspricht jeder Fleck (Speckle) einer Kohärenzfläche (der Fläche auf der die auftreffenden, von unterschiedlichen Streuzentren ausgehenden Streuwellen noch

eine feste Phasenbeziehung zueinander aufweisen). Die Streuzentren in der Probe bewegen sich, damit ändert sich der Abstand der Streuzentren zueinander und somit fluktuiert auch die Streulichtintensität eines Speckles.

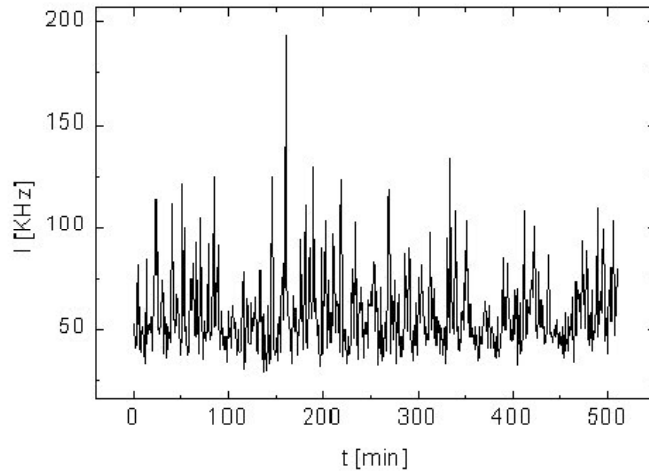


Abb. 5: Dynamik der Streulichtintensität eines Speckles

Diese Fluktuationen werden jetzt korreliert und man erhält die Intensitätsautokorrelationsfunktion.

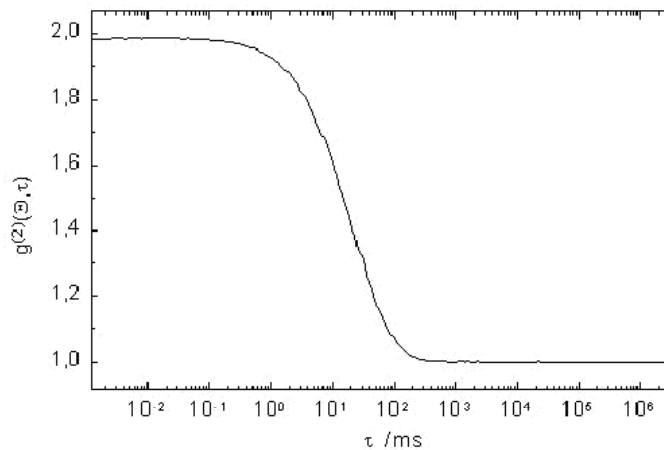


Abb. 6: Intensitätsautokorrelationsfunktion eines Speckles

Aus dem Verlauf dieser Funktion lassen sich in verdünnten Proben Rückschlüsse auf die Diffusionskoeffizienten [15, 16] ziehen und daraus Teilchenradien und Verteilungen bestimmen. Der effektive hydrodynamische Durchmesser d_{eff} der Teilchen berechnet sich aus den ermittelten Diffusionskoeffizienten über die Stokes-Einstein-Beziehung:

$$D = \frac{k_B \cdot T}{3 \pi \eta d_{\text{eff}}} \quad (2)$$

Dabei ist D der Diffusionskoeffizient, k_B die Boltzmannkonstante, T die absolute Temperatur und η die dynamische Viskosität.

3.2.2 Partikelmeßtechniken für die Anwendung beim Thermischen Spritzen

Beim Plasmaspritzstrahl handelt es sich mit den Partikeln im umgebenden Plasma um ein disperses Stoffsystem. Die typische Größe der Partikel liegt in einem Bereich

von $5\mu\text{m}$ bis $100\mu\text{m}$. Bezüglich ihres Lichtstreuerverhaltens sind sie mit einem Mie-Parameter $q \approx 1$ zu bewerten.

Die etablierten Partikeldiagnostikverfahren wie Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) [17, 18, 19, 20, 21, 22, 23], Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) [24, 25, 26] und Particle-Image-Velocimetry (PIV) [27, 28, 29, 30, 31] wurden ursprünglich für andere Anwendungsgebiete entwickelt und erst nachträglich an die Erfordernisse des Plasmaspritzens adaptiert. Erst in jüngerer Zeit sind eine Reihe neuer Verfahren wie die Pyrometrische Doppelschlitztechnik (DPV2000) [32, 33, 34, 35], Particle-Flux-Imaging (PFI) [36, 37], PlumeSpector [35] und Passive Image Spray Monitor (PISM) [38, 39] hinzugekommen, die von Anfang an auf die Diagnostik Thermischer Spritzprozesse ausgerichtet sind.

Mit der Laser-Doppler-Anemometrie (siehe Kap. 5.6) werden Partikelgeschwindigkeiten und lokale Partikeldichten bestimmt. Partikelgrößen können - für einzelne Partikel - nur in sehr begrenzten Spezialfällen detektiert werden. Für ein Partikelensemble existieren dagegen statistische Auswerteverfahren zur Bestimmung einer Größenverteilung [17].

Durch die Überkreuzung zweier Laserstrahlen im Meßvolumen (Abb. 7) entsteht ein streifenförmiges Interferenzmuster (LDA-Muster). Über einen Detektor (Photomultiplier) wird die zeitlich modulierte Streulichtintensität der Partikel aufgenommen, wenn ein Partikel das Interferenzstreifenmuster durchquert. Aus der Modulationsfrequenz kann die Geschwindigkeitskomponente des Partikels senkrecht zu den Interferenzstreifen bestimmt werden. Für die Messung der zwei anderen Geschwindigkeitskomponenten erzeugt man im Laserüberkreuzungsvolumen nach dem gleichen Prinzip weitere Interferenzmuster, die in zueinander orthogonalen Ebenen liegen. Häufig wird dazu ein Laser verwendet, der gleichzeitig drei Lichtwellenlängen emittiert, die auf der Sende- bzw. Empfangsseite jeweils nach Wellenlängen separiert werden.

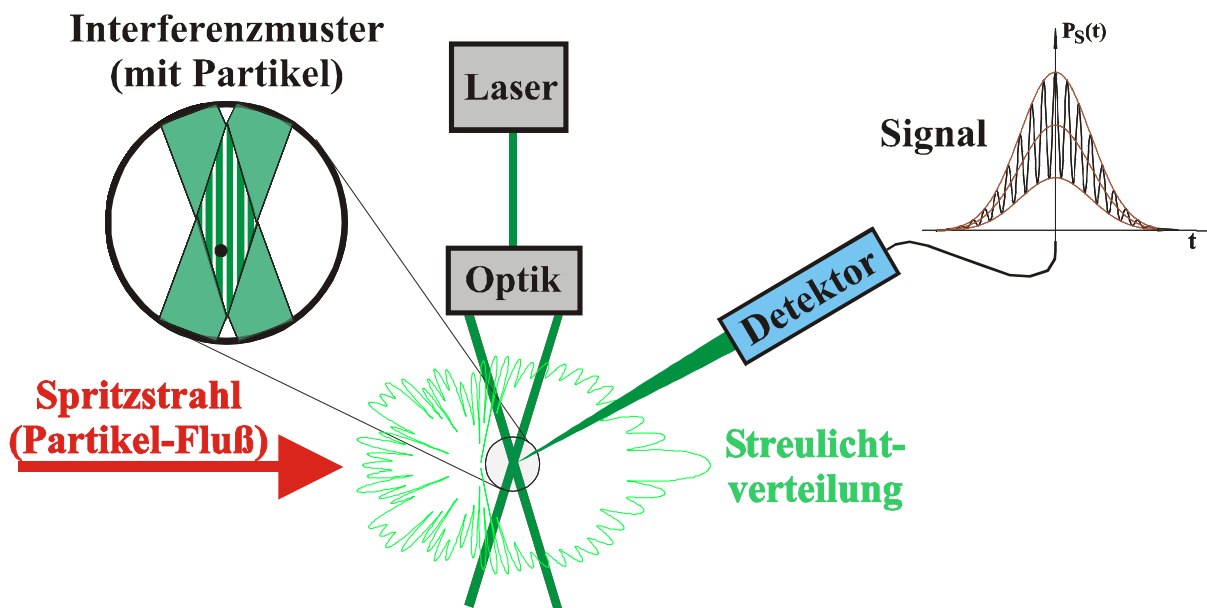


Abb. 7: Prinzip der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)

Die Phasen-Doppler-Anemometrie kann man als eine erweiterte LDA-Technik begreifen. Zusätzliche Detektoren werden zeitlich miteinander korreliert, um auch die Größen der Partikel für Durchmesser zwischen $0,5\mu\text{m}$ und einigen Millimetern zu bestimmen. Für die Partikel wird Kugelform angenommen. Außerdem müssen sie aus

aus einem Material ohne größere Inhomogenitäten bestehen, dessen komplexer Brechungsindex (wie der des umgebenden Mediums) bekannt ist. Unter diesen Bedingungen ist die Phase zwischen beiden Detektorsignalen direkt proportional zur Partikelgröße, vorausgesetzt ein Streumechanismus (Reflexion, Brechung, Beugung) dominiert für den ausgewählten Beobachtungswinkel. Da man mit zwei Detektoren die Phase nur in einem Bereich bis 2π eindeutig bestimmen kann, wird für breitere Partikelgrößenverteilungen noch ein dritter Detektor eingesetzt.

Bei der Particle-Image-Velocimetry (PIV) werden die Partikel über einen Lichtfächer (light-sheet) in zeitlich kurzer Abfolge (μs Bereich) zweifach beleuchtet und das doppelbelichtete Bild über eine Kamera aufgezeichnet (Abb. 8). Für die Bildauswertung gibt es zwei unterschiedliche Verfahren, die abhängig von der Partikeldichte angewendet werden können. Wenn sich die Partikel im Bild nicht überlappen, kann man beim particle-tracking (PTV) die Flugbahnen einzelner Partikel verfolgen. Die Partikel müssen dazu als getrennte Objekte über Bildauswerteverfahren erkannt werden. Unter den Bedingungen des Plasmaspritzens ist meist nur die zweite Auswertemethode einsetzbar. Bei ihr wird eine Autokorrelationsmatrix [40] erstellt, indem die Bildintensität pixelweise ausgewertet wird. Aus der Autokorrelationsmatrix läßt sich für die Partikel des Bildbereichs Betrag und Richtung der vorherrschenden Partikelgeschwindigkeit bestimmen.

Der Vorteil der Particle-Image-Velocimetry besteht hauptsächlich darin, daß man über einen relativ großen Meßbereich (Ausdehnung des Lichtfächers ca. $20 \times 15 \text{ mm}^2$) eine zeitliche Momentaufnahme der Partikelverteilung erhält. Rasternde Meßverfahren können die unterschiedlichen Meßpunkte dagegen nur im statistischen Mittel miteinander in Beziehung setzen. Bei PIV ist keine Aussage über die Größe der Partikel möglich.

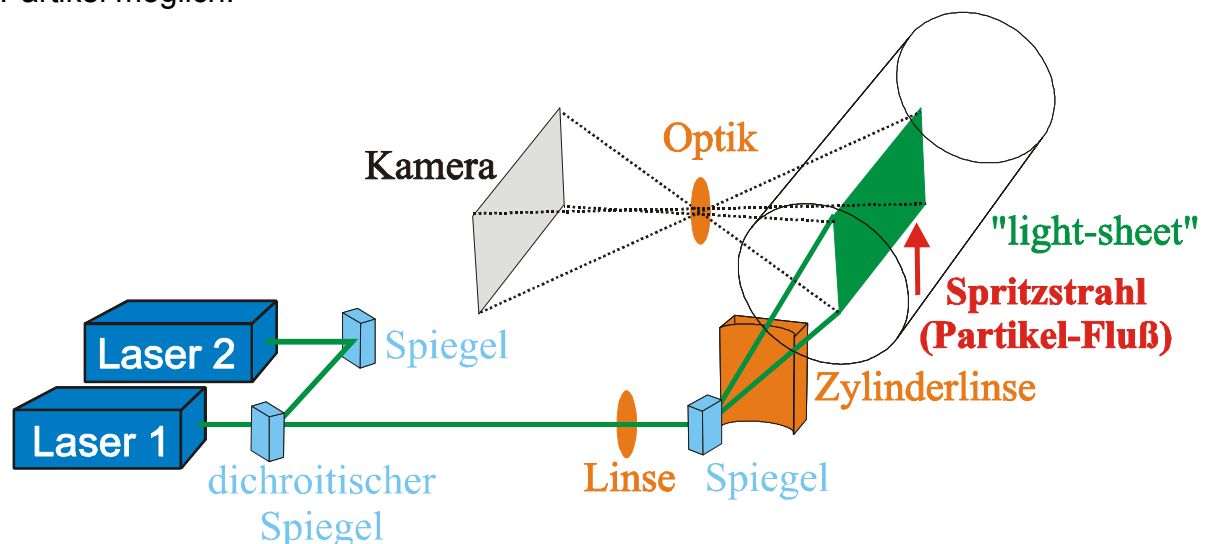


Abb. 8: Prinzip der Particle-Image-Velocimetry (PIV)

Für die Erzeugung des light-sheets zu zwei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten sind in der Regel zwei Puls laser (meist Stickstofflaser mit einer Wellenlänge von 337 nm, Laserpulsdauer etwa 700 ns) erforderlich, da die Puls-Repetitionsrate eines einzelnen Lasers für die benötigten kurzen Zeitabstände zwischen den Belichtungen nicht ausreicht. Alternativ gibt es bereits Verfahren, die einen einzelnen cw-Laser mit einer intensivierten CCD-Kamera koppeln. Die Kamera allein steuert dann die zeitliche Länge und Abfolge der Mehrfachbelichtung [41].

Das DPV-2000 Verfahren der Firma Tecnar (Abb. 9) detektiert Partikel (passiv) auf Grund ihrer Temperaturstrahlung über das Verfahren der Zwei-Wellenlängen-Pyrometrie ($995 \pm 25 \mu\text{m}$ und $787 \pm 25 \mu\text{m}$). Dabei wird angenommen, daß sich die Partikel wie graue Strahler verhalten. Bei der Messung der Oberflächentemperatur (beim Plasmaspritzen meist die Schmelztemperatur der Partikel) kommt man dadurch ohne die Kenntnis des temperatur-, wellenlängen-, und materialabhängigen Emissionsgrades der Partikel aus. Das System kann Partikel mit Oberflächentemperaturen zwischen 1350°C und 4000°C erfassen. Eine Geschwindigkeitsmessung im Bereich 30m/s bis 1500m/s ist über eine spezielle Doppelschlitzblende möglich, die als Maske im Detektorkopf angebracht ist. Sie wird als virtuelle Blende in die Gegenstandsebene (Abstand ca. 90mm) der Detektoroptik abgebildet. Für die Partikel im Meßvolumen (ca. $170 \times 250 \times 2000 \mu\text{m}^3$) wirkt sie wie eine reale Blende. Der zeitliche Abstand zweier Intensitätspulse eines vorbeifliegenden Partikel liefert daher eine Geschwindigkeitsinformation nach dem Prinzip einer Lichtschranke. Die Doppelschlitzblende wird auch zur Eingrenzung des Meßvolumens verwendet, indem die beiden Pulsformen nach mehreren (einstellbaren) Kriterien bezüglich ihrer Gültigkeit bewertet werden. Die Datenrate liegt dabei bei etwa 200 evaluierten Partikeln pro Sekunde.

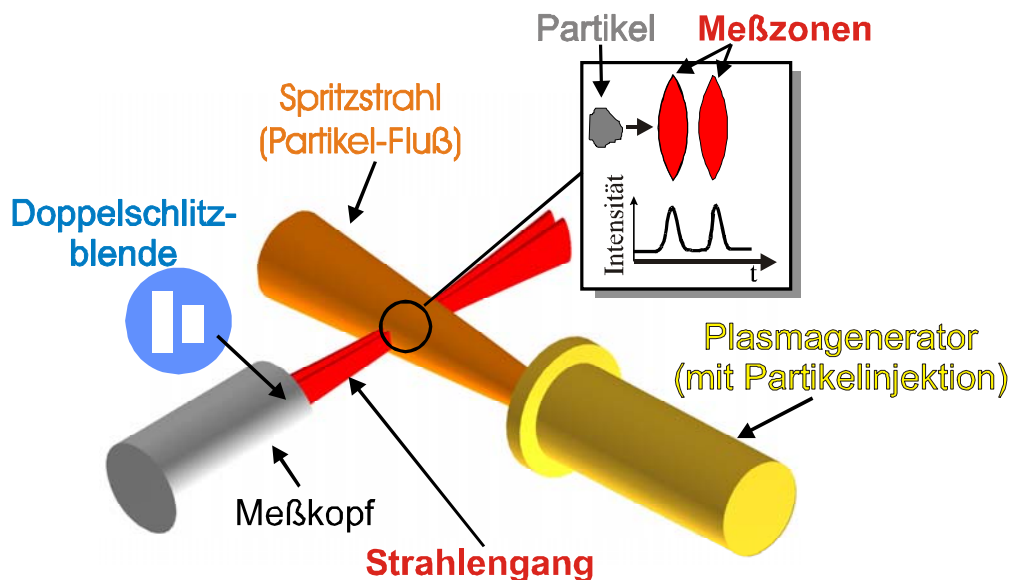


Abb. 9: Prinzip des DPV-2000 Meßverfahrens (Firma Tecnar)

Eine Größenbestimmung der (kugelförmigen) Partikel basiert auf der abgestrahlten absoluten Energie, die als direkt proportional zum Quadrat des Partikeldurchmessers angenommen wird. Die meßbare Partikelgröße hängt im wesentlichen von den Temperaturen der Partikel ab. Sie ist auf den Bereich $10 \mu\text{m}$ bis $300 \mu\text{m}$ begrenzt.

Die Anwendung des DPV-2000 Verfahrens auf den Bereich des atmosphärischen Plasmaspritzens ist in der Literatur [42] ausführlich dokumentiert.

Ein alternativer Diagnostikansatz wird bei dem Particle-Flux-Imaging Meßverfahren verfolgt. Nicht Einzelpartikeleigenschaften, sondern Zustandsgrößen des Plasmaspritzstrahls insgesamt, werden über eine Auswertung charakteristischer Leuchtdichteverteilungen bestimmt (Abb. 10).

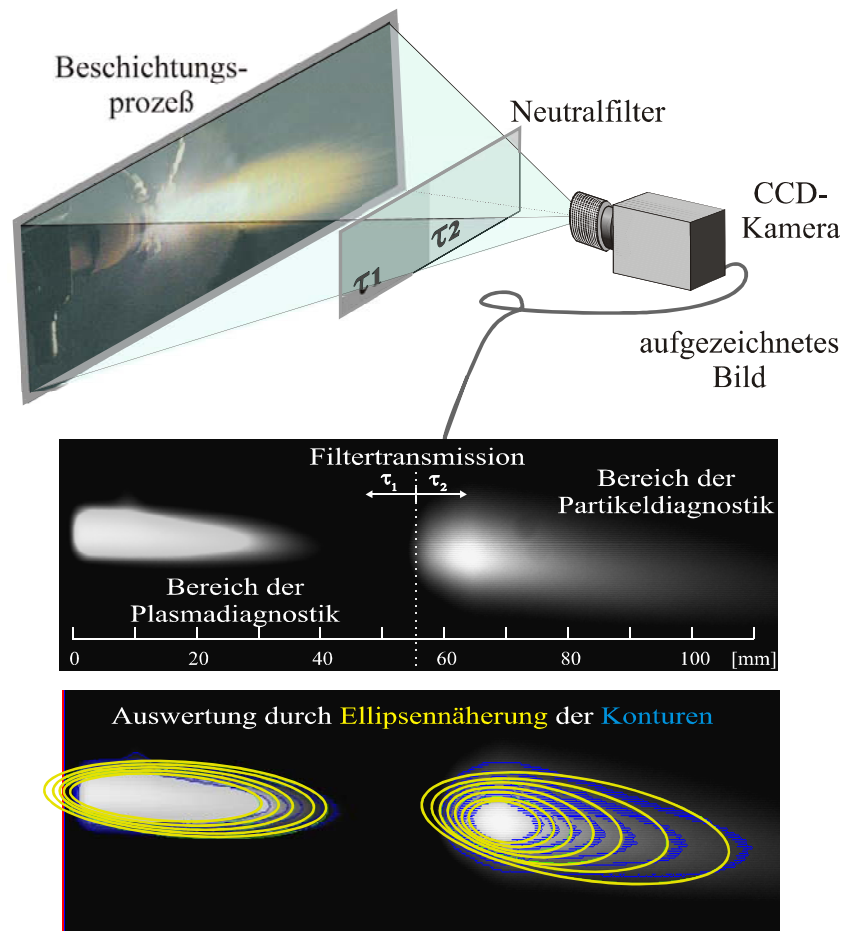


Abb. 10: Prinzip des Particle-Flux-Imaging (PFI) Meßverfahrens (Zierhut Meßtechnik GmbH)

Dazu erfaßt eine CCD-Kamera den Spritzstrahl im Bereich zwischen Brennerausgang und Substratoberfläche mit langer Belichtungszeit (1s). Durch die Verwendung eines Neutralfilters mit zwei unterschiedlichen Transmissionswerten τ_1 , und τ_2 läßt sich der hell leuchtende Plasmastrahl in Brennernähe und der weniger intensiv leuchtende Partikelstrahl in der weiter stromabwärts gelegenen, plasmafreien Zone ohne Übersteuerung in einem gemeinsamen Bild aufzeichnen. Die über die Filtertransmissionen definierten Bildbereiche können in ihren Eigenschaften entweder überwiegend dem Plasmazustand (Bereich der Plasmadiagnostik) oder der Partikelbehandlung (Bereich der Partikeldiagnostik) zugeordnet werden. Die Auswertung der Bilder erfolgt durch eine Ellipsennäherung der Konturen gleichen Grauwertes. Dazu werden Bildverarbeitungstechniken eingesetzt, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt und für das PFI-Verfahren adaptiert wurden [43]. Die Parameter der Ellipsen liefern die gesuchten prozeßcharakteristischen Zustandsgrößen, die zur Überwachung Thermischer Spritzprozesse eingesetzt werden. Eine Prozeßregelung ist noch Gegenstand aktueller Forschung.

4 Theoretische Grundlagen

4.1 Skalare Wellentheorie zur Modellierung der optischen Abbildungsbedingungen

Das Particle Shape Imaging Verfahren (PSI) beruht auf einer komplexen optischen Abbildungstechnik, die über ein vereinfachtes Modell in ihren wesentlichen Eigenschaften beschrieben werden soll. Eine Umsetzung dieses Modells in eine Compu-

tersimulation stellt dann eine Verbindung zwischen den Systemkenngrößen und den zu erwartenden Bildergebnissen her. Um auch die Abbildung von Objekten außerhalb der Gegenstandsebene der Abbildungsoptik beschreiben zu können, ist die geometrische Strahlenoptik nicht ausreichend. Für das Modell wird deshalb die Fourier-Wellentheorie in der skalaren Näherung angewendet [44, 45, 46, 47]. Für diese Theorie existieren unter anderem folgende Modellgrenzen:

- Die Objekte werden nur als zweidimensionale Transmissionsverteilungen betrachtet.
- Ihre Materialeigenschaften werden, abgesehen von den Transmissionseigenschaften, im wesentlichen vernachlässigt.
- Für die Beschreibung der Lichtausbreitung der elektromagnetischen Welle verwendet man nur Betrag und Phase. Der Vektorcharakter des Lichts wird dabei in erster Näherung vernachlässigt, so daß Polarisierungseffekte (die Beleuchtungslaser sind linear polarisiert) nur zusätzlich in die Theorie mit einfließen können.

Gegenüber detaillierteren Theorien hat die skalare Wellentheorie aber auch entscheidende Vorteile:

- Sie ist nicht auf eine spezielle geometrische Form der abzubildenden Objekte eingeschränkt (siehe Kugelform bei Mie-Theorie [11]).
- Der reduzierte numerische Rechenaufwand ermöglicht den Vergleich einer Vielzahl unterschiedlicher Ausgangsbedingungen.
- Sie kann auf die Charakteristika der PSI-Abbildung mit vertretbarem Aufwand abgestimmt werden.

Die nachfolgende Theorie befaßt sich mit dem zuletzt angeführten Anpassungsprozeß und führt ihn bis zu der für eine numerischen Simulation benötigten Tiefe durch. Die physikalischen Grundlagen der Fourier-Optik sind in der Literatur ausführlich behandelt und sollen im Rahmen dieser Arbeit nur in Auszügen vorgestellt werden.

Für PSI ist charakteristisch, daß die Objekte (Partikel) mikroskopisch klein sind (Feldgröße im Gegenstandsbereich ca. $500\mu\text{m} \times 500\mu\text{m}$) und über einen Laser mit gaußförmigem Strahlprofil aus zwei zur optischen Achse symmetrischen Richtungen beleuchtet werden. Die Abbildungsoptik besteht aus einem Fernmikroskopieobjektiv in Cassegrain-Bauform, dessen Gegenstandsweite (ca. 15 cm) und Objektivdurchmesser (ca. 10cm) sehr viel größer als die betrachteten Objekte sind. Die variable Brennweite und die Ausrichtung der Optik sind so eingestellt, daß sich der Überkreuzungspunkt der beiden Laserstrahlen genau in der Gegenstandsebene befindet.

Vereinfachende Modellannahmen sind besonders für die Beschreibung des Beleuchtungslasers und der Abbildungsoptik nötig:

Das Laser-Strahlprofil wird als ideal gaußförmig angenommen (die reale Abweichung wird in der Praxis durch den M^2 - Faktor angegeben) und soll sich für die betrachteten Objektabstände nahe des Laserkreuzungspunktes nicht ändern. Die Beleuchtung wird also vereinfacht durch eine ebene Welle beschrieben, deren Richtung und Intensitätsverteilung mit der des Lasers übereinstimmt.

Bei dem verwendeten Cassegrain-Fernmikroskop interessiert besonders das Auflösungsvermögen und die Einkopplung der Laserstrahlen in das Objektiv. Beide Eigenschaften hängen vor allem von der Geometrie der Eintrittsapertur ab. Der exakte Strahlengang durch die nachgeschalteten optischen Elemente ist dagegen von geringem Interesse, denn das verwendete Objektiv ist in seiner Auflösung nicht durch geometrische Bildfehler, sondern nur durch seine endlichen Abmessungen begrenzt (Beugungsbegrenzung). Chromatische Bildfehler haben bei Verwendung eines monochromatischen Lasers als Beleuchtungsquelle keinen Einfluß. Man kann sich deshalb, wie in Abb. 11 gezeigt, für das Modell in guter Näherung auf die Nachbildung der Eintrittsapertur in Kombination mit einem fehlerfreien Abbildungselement (hier durch eine Linse symbolisiert) beschränken.

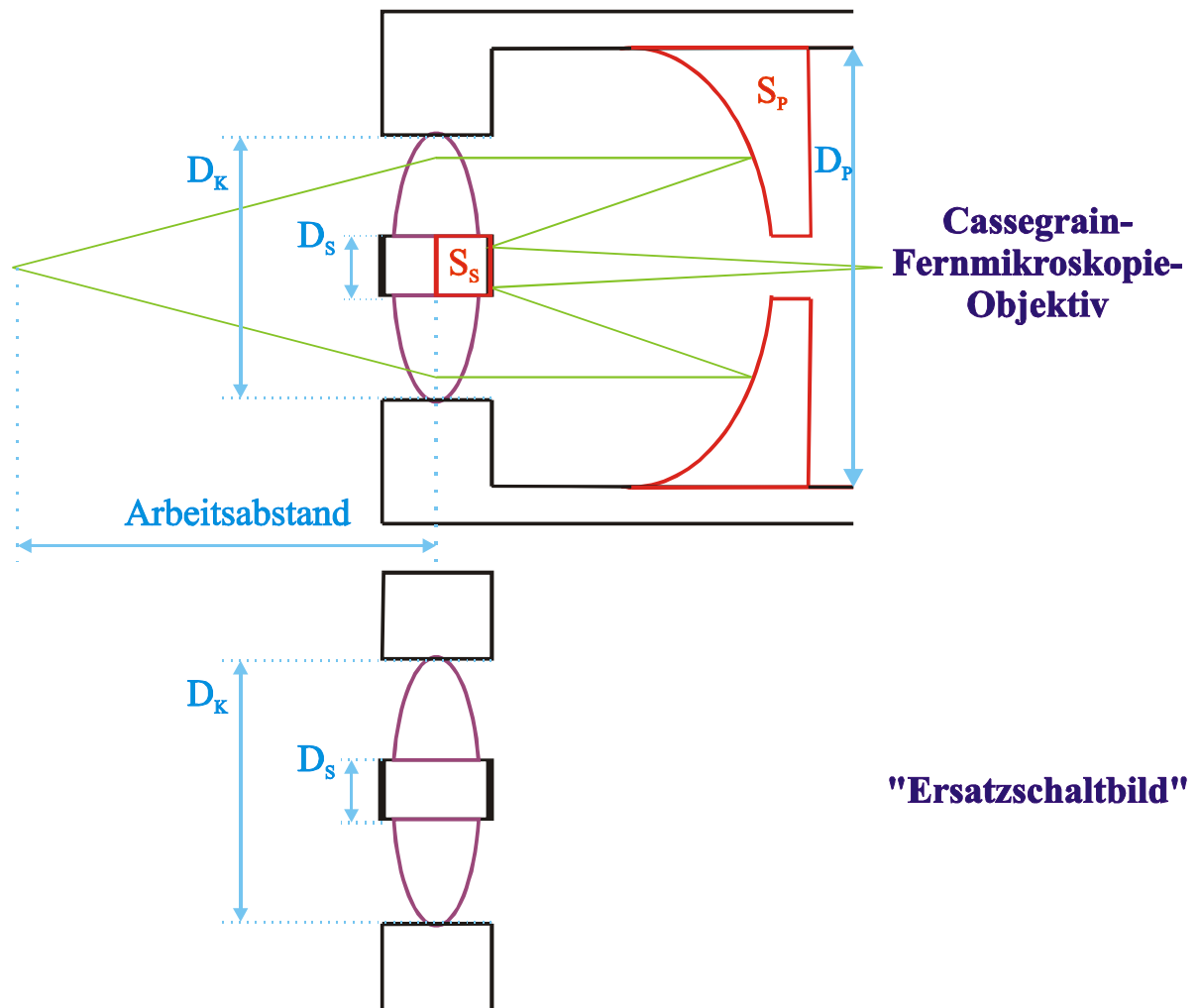


Abb. 11: Modellgeometrie zur Simulation eines Cassegrain-Fernmikroskops

Das Fernmikroskopieobjektiv hat nur einen endlichen Durchmesser D_K , der durch die Größe der Korrekturlinse gegeben ist. Die Cassegrain-Anordnung verlängert den Lichtweg über zwei Spiegel S_P und S_S auf die dreifache Tubuslänge. Im Zentrum der Korrekturlinse muß man einen abgeblendeten Bereich in Kauf nehmen, der den Durchmesser des zweiten Spiegels D_S hat.

Anstelle der vorhandenen Cassegrain-Anordnung kann als Ersatzoptik mit identischen Abbildungseigenschaften eine „ideale“ Linse betrachtet werden, die folgenden Forderungen genügt:

- Die Linse bildet fehlerfrei auch für große Winkel ab, d.h. die Abbe'sche Sinusbedingung wird erfüllt.
- Parallele Lichtstrahlen schneiden sich in der Brennebene der Linse in genau einem Punkt.
- Es gilt das Fermat'sche Prinzip, d.h. die optischen Weglängen zwischen zwei konjugierten Punkten (Punkte von Gegenstands- bzw. Bildebene, die aufeinander abgebildet werden) sind unabhängig vom betrachteten Wegverlauf. Dies bedeutet auch, daß zwischen konjugierten Punkten eine feste Phasenbeziehung besteht.

Die Brennweite f der Ersatzschaltbild-Linse wird so gewählt, daß sich der gleiche Abbildungsmaßstab M_Q wie bei der Cassegrain-Optik ergibt, wenn die Gegenstandsweite G der Linse dem Arbeitsabstand des Fernmikroskopieobjektivs entspricht. Daraus folgt:

$$f = \frac{M_Q}{M_Q + 1} \cdot G \quad (3)$$

Die Bestimmung von M_Q ist im Kapitel 5.3.1 erklärt. Arbeitsabstand und Aperturblende bestimmen auch die Einkopplung der beiden Beleuchtungslaserstrahlen. Im Optimalfall schneiden sie sich im Arbeitsabstand mit einem Winkel α_{OPT} und treffen die Aperturblende genau in der Mitte zwischen D_S und D_K beim Durchmesser D_{OPT} :

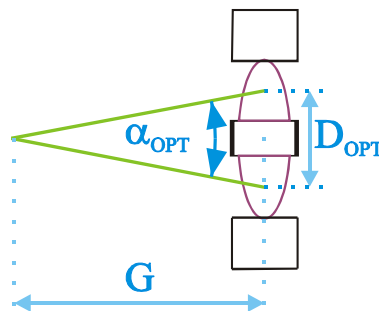


Abb. 12: Optimaler Einkoppelwinkel der Laserstrahlen α_{OPT}

$$D_{OPT} = \frac{D_K + D_S}{2}$$

$$\alpha_{OPT} = 2 \cdot \arctan\left(\frac{D_{OPT}}{2G}\right) \approx \frac{D_{OPT}}{G} \quad (4)$$

Für die Simulation eines Questar QM100 Objektives werden folgende, aus den Herstellerangaben abgeleiteten Zahlenwerte verwendet:

Bezeichnung	Abk.	Wert	Einheit
optischer Abbildungsmaßstab	M_Q	24,24736	
Arbeitsabstand des Objektivs	G	15	cm
Brennweite der Linse im Ersatzschaltbild	f	14,40588	cm
Innendurchmesser der Cassegrain-Blende	D_S	16	mm
Außendurchmesser der Cassegrain-Blende	D_K	63	mm
Durchmesser für opt. Einkopplung des Lasers	D_{OPT}	39,5	mm
Winkel für opt. Einkopplung des Lasers	α_{OPT}	15,001	Grad
Wellenlänge der verwendeten Laser	λ	532	nm
Strahltaillendurchmesser Verdi-Laser	D_0^{Verdi}	2,25	mm
Strahltaillendurchmesser Compass-315M-Laser	$D_0^{Compass}$	0,32	mm
Strahldivergenz Verdi-Laser	θ^{Verdi}	0,35	mrاد
Strahldivergenz Compass-315M-Laser	$\theta^{Compass}$	2,2	mrاد

Tabelle 2: Modellparameter

4.1.1 Näherungsverfahren der skalaren Wellen

Die Näherung der skalaren Wellen beruht auf dem Huygens'schen Prinzip, das besagt, daß bei Beleuchtung eines Objektes jeder Objektpunkt seinerseits wieder Quelle kohärent emittierter Kugelwellen ist. Die Amplituden dieser Sekundärwellen hängen von der Transmission f_x des Objektpunktes und einem für die Einfalls- und Beugungsrichtung charakteristischen Winkelfaktor W ab. Fresnel ergänzte dieses Prinzip indem er feststellte, daß sich die komplexe Feldamplitude Ψ_P für einen Zielpunkt P durch phasenrichtiges Aufaddieren der Einzelbeiträge aller Objektpunkte bestimmen läßt. Eine mathematische Herleitung dieser Zusammenhänge wurde von Kirchhoff über die Lösung der Wellengleichung als Randwertproblem durchgeführt ([44], S.152). Das Ergebnis ist als Huygens-Kirchhoff-Beugungsintegral bekannt:

$$\Psi_P = A_Q \frac{k}{2\pi i} \iint \frac{f_x}{d_1 \cdot d_2} e^{ik(d_1+d_2)} \cdot W \cdot dS \quad W = \frac{\cos(\alpha_1) + \cos(\alpha_2)}{2} \quad (5)$$

Der Berechnung liegt die in Abb. 13 dargestellte Geometrie zugrunde, bei der ein ebenes Testobjekt S mit Oberflächennormale \mathbf{n} und ortsabhängiger Transmission f_x von einer Punktquelle Q beleuchtet wird. Die Quelle sendet Kugelwellen mit der Amplitude A_Q aus. Für die Berechnung der genauen Phasenlage geht der Betrag des Wellenvektors k und damit die Wellenlänge des Lichtes λ mit in die Formel (5) ein.

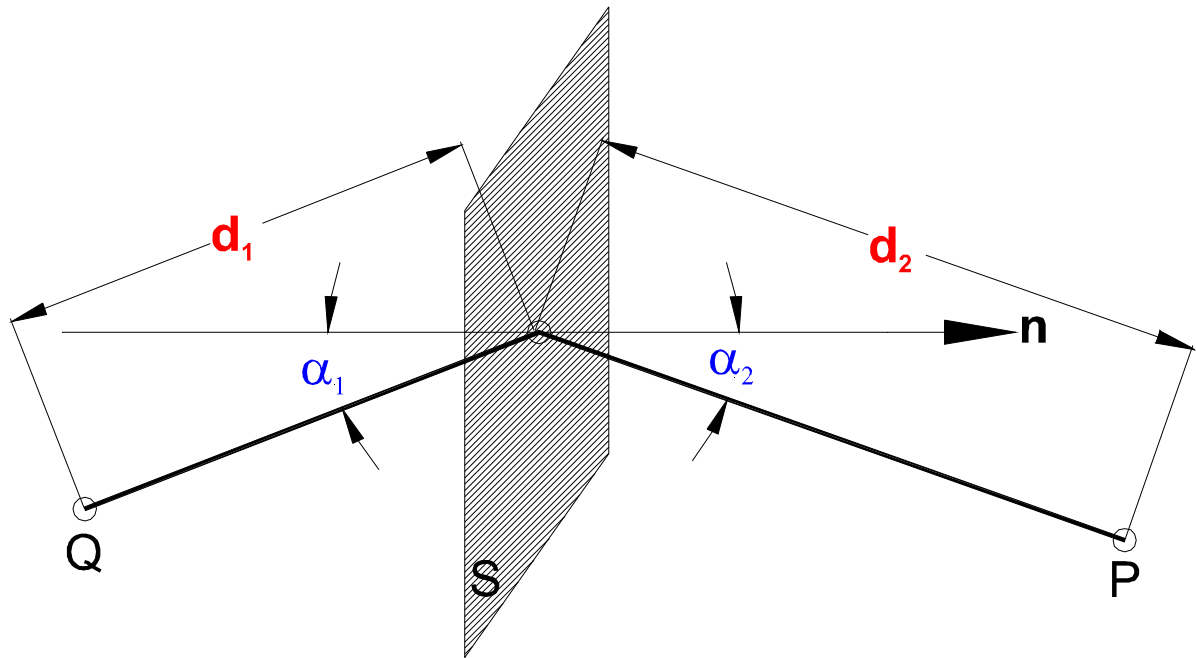


Abb. 13: Geometrie für die Berechnung des Beugungsintegrals

Für den Spezialfall, daß man die komplexe Amplitudenverteilung am Ort des Gegenstandes S bereits kennt (sie sei f_X^G) vereinfacht sich das Beugungsintegral zu:

$$\Psi_P = \frac{k}{2\pi i} \iint \frac{f_X^G}{d_2} e^{ik \cdot d_2} \cdot W \cdot dS \quad W = \cos(\alpha_2) \quad (6)$$

4.1.2 Bildentstehung in der skalaren Wellentheorie

Der Prozeß der Bildentstehung wird über zwei hintereinander ausgeführte Beugungsprozesse ([44], S. 312) beschrieben. Die erste Transformation wird von der Gegenstandsebene in die Brennebene einer Linse durchgeführt. Die zweite Transformation verwendet dann das berechnete Bild in der Brennebene und transformiert es in eine Betrachtungsebene, die nicht unbedingt identisch mit der zur Gegenstandsebene konjugierten Bildebene sein muß.

Die Berechnung beider Transformationen kann jeweils auf die Lösung des Huygens-Kirchhoff-Beugungsintegrals zurückgeführt werden. Das Hauptaugenmerk wird dabei auf der Bestimmung der optischen Weglängen d_1 und d_2 in Abhängigkeit von einer betrachteten Position X auf dem Objekt S liegen. Die beiden Integrale werden aus numerischen Effizienzgründen (siehe Kapitel 8.1.5) bzw. zur Erzielung eines Ergebnisses in algebraisch geschlossener Form so genähert, daß sie über eine Fourier-Transformation berechnet werden können.

Mathematisch aufwendiger ist die Situation, wenn die Bildebene des Objektes nicht mit der Betrachtungsebene übereinstimmt („unscharfe“ Abbildung). Für jeden Gegenstandspunkt muß dann die exakte Phasenlage in der Betrachtungsebene bestimmt werden. Liegen dagegen Gegenstands- und Bildpunkt in zueinander konjugierten Ebenen, so ist eine Phasenberechnung auf Grund des Fermat'schen Prinzips nicht erforderlich. Die skalaren Wellen haben unabhängig vom gewählten Lichtweg immer die gleiche Phasenlage.

Die Abbildungsbedingungen für die beiden Transformationen können jeweils auf einen Spezialfall der in Abb. 13 dargestellten allgemeinen Geometrie zurückgeführt werden. Bei der ersten Transformation findet die Objektbeleuchtung durch eine Ebene Welle statt, da statt einer Punktlichtquelle ein Laser verwendet wird. Für das in Abb. 13 gezeigte Modell bedeutet das, daß die Punktlichtquelle sehr weit vom Objekt entfernt wird, wobei die Quellintensität so verstärkt wird, daß das Verhältnis A_Q / d_1 konstant bleibt. Im zweiten Fall ist die komplexe Amplitudenverteilung eines virtuellen Zwischenbildes bekannt und die Berechnung erfolgt nach Gl. (6).

Für die Berechnungen optischer Weglängen muß im Prinzip der Verlauf von Lichtstrahlen in einem dreidimensionalen Koordinatensystem verfolgt werden. Für ein optisches System, dessen Komponenten entlang der z-Achse zentriert sind, kann man den Rechen- und Vorstellungsaufwand erheblich reduzieren, wenn man nur die Projektionen auf die XZ- bzw. YZ-Ebene betrachtet. Von den Strahlvektoren wird dann nur die Komponente in einer der beiden Projektionsebenen berechnet und das Ergebnis auf die andere übertragen. Um diese Art der Vereinfachung anzuwenden, wird ein Lichtstrahl durch einen Aufpunkt und zwei Richtungswinkel α_Y bezüglich der XZ-Ebene und α_X bezüglich der YZ-Ebene beschrieben.

Bevor mit der Berechnung der Transformationen (Trafo I, Trafo II) begonnen wird, soll ein Überblick über den Verlauf der Beleuchtungslichtwege gegeben werden (siehe Abb. 14). Er soll verdeutlichen wo die für die Berechnungen relevanten Zwischenebenen liegen und welche Bezeichnungen für Abstände und Winkel im weiteren Verlauf verwendet werden. Die Zwischenebenen sind durchnummeriert mit ①: Gegenstandsebene, ②: Laserüberkreuzungsebene, ③: Hauptebene der Optik und Ebene der Aperturblende, ④: Brennebene, ⑤: Betrachtungsebene und ⑥: Bildebene.

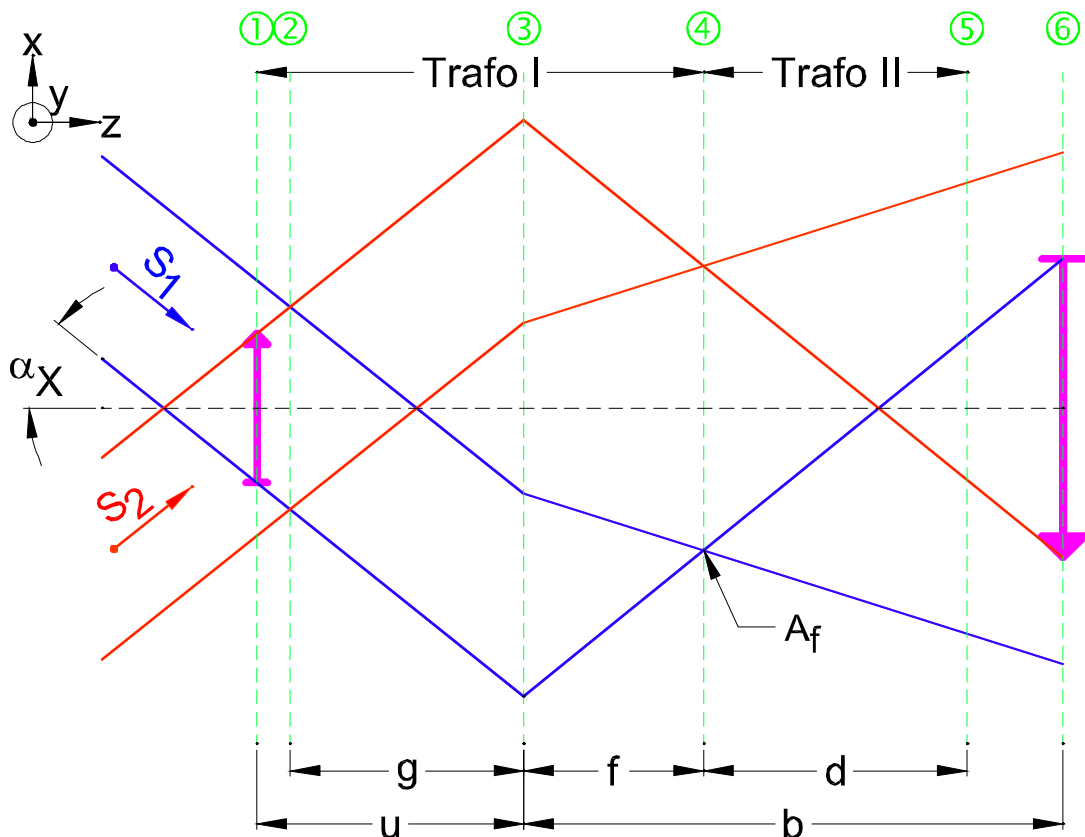


Abb. 14: Beleuchtungsprinzip mit Verlauf der Beleuchtungsstrahlen S1 und S2

Dazu ist es erforderlich, die im Beugungsintegral (Gl. (5), Abb. 13) verwendeten Parameter durch die Basisgrößen der in Abb. 15 gezeigten Geometrie auszudrücken. Konkret bedeutet dies, daß zur Berechnung des Beitrages des Punktes P_1 zur Amplitudensumme in P_4 die optischen Weglängen d_1 , d_2 und der Winkelfaktor W mit den Winkeln α_1 und α_2 durch die entsprechenden neuen Basisgrößen ersetzt werden müssen.

Die gesuchten Parameter lassen sich aus der Betrachtung der drei ausgezeichneten, parallelen Strahlengänge a, b, c in Abb. 15 ermitteln. Strahl a (durch das Zentrum des Gegenstands auf der optischen Achse) dient zur Phasenberechnung, Strahl b (durch den Gegenstandspunkt P_1) zur Abbildung des Punktes P_1 und Strahl c (Zentralstrahl durch die Linsenmitte) zur geometrischen Bestimmung der Koordinaten von P_4 .

4.1.3.1 Bestimmung der Phasenbeziehung für Trafo I

Bei Beleuchtung mit einer ebenen Welle haben alle Punkte der eingezeichneten Fläche E_0 die gleiche Phase. Da bei der Bildentstehung nur die Phasenlagen der Bildpunkte zueinander ausschlaggebend ist, kann ein konstanter Offset, der dem Abstand der Beleuchtungsquelle zur Wellenfrontebene entspricht, ignoriert werden. Die Phasenberechnung geht deshalb von der Wellenfrontebene E_0 aus, die den Koordinatenursprung von Ebene ① schneidet und deren Normalenvektor \mathbf{q}_0 mit der Beleuchtungsrichtung S_1 identisch ist:

$$E_0: l_0 \cdot x + m_0 \cdot y + n_0 \cdot z = 0 \quad \mathbf{q}_0 = \begin{pmatrix} l_0 \\ m_0 \\ n_0 \end{pmatrix} \quad |\mathbf{q}_0| = 1 \quad (7)$$

$$l_0 = \cos(90^\circ - \alpha_X) = \sin(\alpha_X)$$

$$m_0 = \cos(90^\circ - \alpha_Y) = \sin(\alpha_Y)$$

$$n_0 = \cos(90^\circ - \alpha_Z) = \sin(\alpha_Z) = \sqrt{1 - (l_0^2 + m_0^2)}$$

Die in Gl. (7) verwendeten Orientierungswinkel α_X , α_Y , α_Z sind über den Winkel zwischen der Beleuchtungsrichtung (Normalenvektor \mathbf{q}_0) und den Projektionen auf die dem Index entsprechenden Ebenen definiert. Man kann dadurch mathematisch einfach den weiteren Strahlverlauf verfolgen. Um den Zusammenhang zu der üblicherweise für Ebenen angewendeten Beschreibung über die Richtungs cosinus zwischen den Koordinatenachsen und dem Normalenvektor herzustellen, müssen die Winkel verwendet werden, die sich mit α_X , α_Y und α_Z zu 90 Grad ergänzen. Der Index beschreibt die Achse zu der der jeweilige Winkel bestimmt wird.

Die Lage von Ebene E_1 ist analog durch die Beugungsrichtungen l , m und n für die Winkel β_X und β_Y bestimmt. Mit Hilfe von E_0 und E_1 können jetzt die, für die Phasenlage entscheidenden, optischen Weglängen d_1 und d_2 des Beugungsintegrals (Gl. (5), Abb. 13) berechnet werden. Der Abstand d_1 (siehe Abb. 15) ist die Distanz von P_1 zu seiner Projektion auf die Ebene E_0 in Richtung \mathbf{q}_0 :

$$d_1 = l_0 \cdot x_1 + m_0 \cdot y_1 \quad (8)$$

Der optische Weg d_2 (nicht in Abb. 15 eingezeichnet) ist über den Wegverlauf $\overline{P_1 P_3 P_4}$ des Strahls b gegeben. Er wird im folgenden für eine Beugungsrichtung l , m

und n über mehrere Zwischenschritte bestimmt. Man kann dabei wieder auf das Fermat'sche Prinzip zurückgreifen, das für die Lichtstrahlen a , b , und c auf dem Weg von der Ebenen E_1 bis zum Punktes P_4 die gleiche Phasenänderung vorschreibt. Die Ebene E_1 weist im Unterscheid zur Ebene E_0 keine einheitliche Phase auf. Eine räumliche Phasenverteilung ist aber über die optischen Weglängen d_1 und d_h (siehe Abb. 15) fest vorgegeben.

Der optische Weg d_2 ist vom optischen Weg $\overline{O_1 O_3 P_4}$ des Strahls a um die Entfernung d_h (siehe Abb. 15) verschieden. Da der optische Weg $\overline{O_1 O_3 P_4}$ nicht mit dem geometrischen identisch ist (der Strahlweg durch die Linse muß mit entsprechendem Brechungsindex berücksichtigt werden) wird er über einen Umweg berechnet. Die Punkte O_1 und O_6 sind konjugiert zueinander. Sie stehen deshalb in einer festen Phasenbeziehung zueinander und alle Wege, die beide Punkte verbinden sind optisch gleich lang. Man kann deshalb die Phasenberechnung ausgehend vom Punkt O_6 durchführen, was den Vorteil hat, daß man nur noch den geometrischen Weg d_{Phase} (siehe Abb. 15) zwischen P_4 und O_6 bestimmen muß.

$$d_2 = \overline{O_1 O_3 P_4} - d_h = \overline{O_1 O_6} - d_{\text{Phase}} - d_h \quad d_h = l \cdot x_1 + m \cdot y_1 \quad (9)$$

Über den Satz des Pythagoras erhält man die fehlende Größe d_{Phase} wenn die Seitenlängen d_b über die Linsenformel

$$d_b = \frac{f^2}{u-f} \quad \text{mit} \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{u} + \frac{1}{b} \quad (10)$$

und die Koordinaten von P_4 aus einer Betrachtung des Zentralstrahls c bestimmt werden.

$$d_{\text{Phase}} = \sqrt{\left(\frac{f^2}{u-f}\right)^2 + f^2 \cdot (l^2 + m^2)} \quad \text{mit} \quad P_4 = f \cdot \begin{pmatrix} l \\ m \end{pmatrix} \quad (11)$$

Die optischen Wege d_2 und d_1 sind im Beugungsintegral zweifach vertreten: einmal im Exponentialfaktor als Phasenterm und einmal als linearer Faktor im Quotienten.

Im Phasenterm führt der optische Weg $\overline{O_1 O_6}$ bei d_2 zu einem konstanten Offset. Da er für alle Gegenstandspunkte P gleich groß ist, kann er bei der Phasenberechnung ignoriert werden bzw. wie bei d_1 mit in die Amplitude hineingezogen werden. Die Amplitude der Punktlichtquelle A_Q wird im weiteren durch A ersetzt, in der die Offsets von d_1 und d_2 enthalten sind. Der Abstand d_1 darf in der Phase nicht vernachlässigt werden.

Über den linearen Faktor wirken sich kleine Änderungen von d_2 und d_1 dagegen nur gering auf den Wert des Beugungsintegrals aus. Relativ zur Summe aus Gegenstands- und Bildweite ist der Abstand d_1 jetzt vernachlässigbar und d_2 kann als konstant mit Absolutwert d_{eff} angenommen werden. Da das Beugungsbild um die Beleuchtungsrichtung zentriert ist, ist d_{eff} über den Wert von d_2 für die Beugungsrichtung $-l_0, -m_0$ gegeben, wobei man die optische Weglänge von $\overline{O_1 O_6}$ in guter Näherung durch die geometrische Entfernung $u+f+d$ ersetzen kann (dünne Linse):

$$d_{\text{eff}} = u + f + d - \sqrt{\left(\frac{f^2}{u-f}\right)^2 + f^2 \cdot (l_0^2 + m_0^2)} \quad (12)$$

Die absoluten Bildintensitäten sind für die Transformationen I und II ohne Bedeutung, und können deshalb über die Konstante A angepaßt werden. Mit der gleichen Argumentation erscheint auch die Berechnung von d_{eff} uninteressant. Man darf aber nicht vergessen, daß später die Beleuchtung aus zwei unterschiedlichen Richtungen durchgeführt wird, so daß sich die Winkelabhängigkeit von d_{eff} auswirken wird. Einzige Ausnahme ist eine zur optischen Achse spiegelsymmetrische Beleuchtung.

4.1.3.2 Bestimmung des Winkelfaktors für Trafo I

Der Winkelfaktor W_I aus Gl. (5) hängt von der vorgegebenen Beleuchtungsrichtung α_1 und der jeweils betrachteten Richtung des abgebeugten Lichtes α_2 ab. Da das Beugungsbild des Gegenstandes um die Beleuchtungsrichtung herum zentriert ist wird der Hauptbeitrag der gestreuten Intensität unter dem Winkel $\alpha_2 = -\alpha_1$ beobachtet. Man kann α_2 in guter Näherung als konstant annehmen. Für Winkelabweichungen kleiner 18° liegt der Rechenfehler unter 5% [46]:

$$\begin{aligned} \cos(\alpha_1) &= \mathbf{n}_0 \cdot \mathbf{e}_z = \sqrt{1 - (l_0^2 + m_0^2)} \quad \alpha_2 \approx -\alpha_1 \\ W_I &\approx \sqrt{1 - (l_0^2 + m_0^2)} \end{aligned} \quad (13)$$

4.1.3.3 Skalare Näherung für Trafo I

Mit den Ergebnissen der Winkel und Phasenberechnung erhält man das Huygens-Kirchhoff-Beugungsintegral (Gl. (5)) für die Transformation I:

$$\Psi_{P_4}(l, m) = \frac{A \cdot k \cdot W_I \cdot e^{-i \cdot k \cdot d_{\text{PHASE}}}}{2\pi \cdot i \cdot d_{\text{eff}}} \iint f(x_1, y_1) e^{-i \cdot k [(l-l_0)x_1 + (m-m_0)y_1]} dx_1 dy_1 \quad (14)$$

In der Formel ist ausgedrückt, daß zu jeder einzelnen betrachteten Beugungsrichtung (l, m) genau ein Punkt P_4 zugeordnet ist. Zur Amplitude dieses Punktes liefern alle Gegenstandspunkte einen Beitrag.

Das Integral kann durch Variablensubstitution in eine zweidimensionale Fourier-Transformation der Intensitätsverteilung f des Gegenstands umgewandelt werden, bei der jeder Bildpunkt noch mit einem individuellen Phasenfaktor versehen ist:

$$\begin{aligned} \Psi_{P_4}(\alpha, \beta) &= \frac{A \cdot k \cdot W_I \cdot e^{-i \cdot k \cdot d_{\text{PHASE}}}}{2\pi \cdot i \cdot d_{\text{eff}}} \iint f(x_1, y_1) \cdot e^{-i \cdot (\alpha \cdot x_1 + \beta \cdot y_1)} dx_1 dy_1 \\ \text{Substitution: } \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} &= k \cdot \begin{pmatrix} l - l_0 \\ m - m_0 \end{pmatrix} \\ \text{Koordinaten von } P_4: \begin{pmatrix} x_4 \\ y_4 \end{pmatrix} &= \frac{f}{k} \cdot \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} + A_f \\ \text{Zentrum: } A_f &= \begin{pmatrix} x_A \\ y_A \end{pmatrix} = f \cdot \begin{pmatrix} l_0 \\ m_0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (15)$$

Für den Spezialfall, daß sich der Gegenstand exakt im Brennweitenabstand vor der Linse befindet ($u=f$) ist der Phasenfaktor vor dem Integral nicht mehr von der Beu-

gungsrichtung bzw. von α und β abhängig. Das Beugungsbild in der Brennebene ④ entspricht dann exakt der Fourier-Transformierten des Gegenstandes. Das Beugungsbild ist immer um den Punkt A_f herum zentriert.

4.1.4 Transformation von der Brennebene in die Betrachtungsebene (Trafo II)

Bei der Transformation II wird das in Transformation I berechnete Beugungsbild des Gegenstands von der Brennebene ④ in die Betrachtungsebene ⑤ (Ergebnisbild) übertragen. Das resultierende Bild wird um die optische Achse über Gl. (7) berechnet, wobei berücksichtigt wird, daß das Beugungsbild um A_f zentriert ist. Für das Beugungsintegral werden diesmal nur die Parameter w und d_2 entsprechend der Geometrie aus Abb. 15 benötigt.

4.1.4.1 Bestimmung der Phase für Trafo II

Die Phasenberechnung erfolgt über die Betrachtung des Verbindungsvektors \mathbf{R} zwischen zwei beliebigen Punkten P_4 in Ebene ④ und P_5 in Ebene ⑤. Der Wert d_2 in Gl. (6) entspricht dem Betrag des Vektors \mathbf{R} . Wenn man die Transformation II wieder auf ein Fourier-Integral zurückführen möchte, muß R allerdings genähert werden, um einen linearen Phasenverlauf zu erzeugen. Wenn man dazu annimmt, daß die für die Rechnung relevanten Ausdehnungen von Beugungs- und Ergebnisbild klein im Vergleich zum Abstand r zwischen Beugungsbildzentrum A_f und Koordinatenursprung O_5 der Ebene 5 sind, so kann man R durch eine Taylor Näherung um r ausdrücken. Für paraxiale Beleuchtung (d.h. A_f liegt im Ursprung von Ebene ④) muß diese Näherung in die bekannte Fresnel'sche bzw. Fraunhofer'sche Näherung übergehen.

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} x_5 - x_4 \\ y_5 - y_4 \\ z_5 - z_4 \end{pmatrix} \quad R = |\mathbf{R}| \quad \mathbf{r} = \begin{pmatrix} -x_A \\ -y_A \\ d \end{pmatrix} \quad r = \sqrt{f^2(l_0^2 + m_0^2) + d^2} \quad (16)$$

$$R \approx r + \frac{1}{2r} \left[\underbrace{x_5^2 - x_A^2 + y_5^2 - y_A^2}_{\text{Term1}} + \underbrace{x_4^2 + y_4^2}_{\text{Term2}} - \underbrace{2(x_4 x_5 + y_4 y_5)}_{\text{Term3}} \right]$$

Da d_2 in Gl. (6) sowohl als Faktor als auch im Exponenten der Phase auftritt können wieder unterschiedlich genaue Näherungslösungen angesetzt werden. Für den faktoriellen Beitrag kann R konstant gleich r gesetzt werden. Für den Phasenbeitrag sollte allerdings die Näherung von R mit allen drei angegebenen Termen verwendet werden (Fresnel'sche Näherung). Wenn der Term 2 vernachlässigt wird erhält man die Fraunhofer'sche Näherung, die für eine analytische Auswertung des Fourier-Integrals besser geeignet ist.

Term3 erzeugt den gewünschten linearen Phasenverlauf, der eine Fourier-Transformation erst ermöglicht. Term 2 führt zu einem zusätzlichen Phasenterm, der mit in die Fourier-Transformation eingeht. Term1 ist am einfachsten zu behandeln, da er einen Phasenfaktor erzeugt, der vor das Beugungsintegral gezogen werden kann.

4.1.4.2 Bestimmung des Winkelfaktors für Trafo II

Für die Transformation II wird W erneut durch einen konstanten Winkelfaktor W_{II} genähert. Er ist über den Winkel zwischen dem Vektor \mathbf{r} und der optischen Achse bestimmt.

$$\cos(\alpha_2) = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_z}{r} = \frac{d}{r} \Rightarrow W_{II} \approx \frac{d}{\sqrt{f^2(l_0^2 + m_0^2) + d^2}} \quad (17)$$

4.1.4.3 Skalare Näherung für Trafo II

Die Transformation II geht davon aus, daß aus Transformation I die komplexen Amplituden des Beugungsbildes Ψ_{P_4} bekannt sind. Winkelfaktor und Phase wurden bereits bestimmt und müssen nur noch in Gl. (6) eingesetzt werden:

$$\begin{aligned} \Psi_{P_5}(x_5, y_5) &= T \iint e^{\frac{ik}{2r}(x_4^2 + y_4^2)} \Psi_{P_4}(x_4, y_4) e^{-\frac{ik}{r}(x_4 x_5 + y_4 y_5)} dx_4 dy_4 \\ T &= \frac{k}{2\pi i} \frac{W_{II}}{r} e^{ik \left(r + \frac{x_5^2 + y_5^2}{2r} \right)} \end{aligned} \quad (18)$$

Durch eine einfache Koordinatensubstitution kann Gl. (18) wieder zu einer Fourier-Transformation einer Funktion f umgeschrieben werden:

$$\begin{aligned} \Psi_{P_5}(\alpha_2, \beta_2) &= T \iint \underbrace{e^{\frac{ik}{2r}(x_4^2 + y_4^2)} \Psi_{P_4}(x_4, y_4)}_f e^{-i(x_4 \alpha_2 + y_4 \beta_2)} dx_4 dy_4 \\ \text{Substitution: } \begin{pmatrix} \alpha_2 \\ \beta_2 \end{pmatrix} &= \frac{k}{r} \cdot \begin{pmatrix} x_5 \\ y_5 \end{pmatrix} \quad \text{Koordinaten von P5: } \begin{pmatrix} x_5 \\ y_5 \end{pmatrix} = \frac{r}{k} \begin{pmatrix} \alpha_2 \\ \beta_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (19)$$

Wenn man statt der Fresnel'schen Näherung nur die Fraunhofer'sche Näherung verwendet kann man das Beugungsbild direkt fouriertransformieren ohne es zuvor mit einem Phasenterm zu multiplizieren ($f = \Psi_{P_4}$). Für ein Fernmikroskop mit starker Vergrößerung ist r sehr groß verglichen mit den Dimensionen des Beugungsbildes. Die Voraussetzungen für die Anwendung der Fraunhofer'schen Näherung sind deshalb gut erfüllt.

4.1.5 Berücksichtigung einer Blende in der Linsenebene

Für die Simulation eines Fernmikroskopieobjektives spielt die Geometrie der Eintrittsapertur eine wesentliche Rolle (Abb. 11). Um eine spezielle, durch eine Funktion $B(x_3, y_3)$ in der Hauptebene der Optik ③ gegebene Blendengeometrie zu berücksichtigen, muß die Transformation I modifiziert werden (Transformation II bleibt unverändert).

Die Blendenfunktion B sei so definiert, daß sie für lichtdurchlässige Bereiche den Wert 1 und ansonsten den Wert 0 annimmt. Eine skalare Welle, die von einem Punkt

P_1 unter einer bestimmten Beugungsrichtung die Blende im Punkt P_3 erreicht, wird also nur einen Beitrag proportional zu \tilde{f} leisten.

$$\tilde{f} = f(x_1, y_1) \cdot B(x_3, y_3)$$

$$P_3 : \begin{pmatrix} x_3 \\ y_3 \end{pmatrix} = u \cdot \begin{pmatrix} l \\ m \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix} = A_b + u \cdot \begin{pmatrix} \alpha/k \\ \beta/k \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix} \quad A_b = u \cdot \begin{pmatrix} l_0 \\ m_0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

In der Transformation I wird also nur f durch \tilde{f} (Gl. (14), Gl. (15)) ersetzt. Der für die Rechnung relevante Bereich der Blende ist um die Beleuchtungsrichtung herum zentriert, was in der Blendenebene ③ dem Punkt A_b entspricht. Ohne weitere Näherung kann man die Integrale in der neuen Form nicht mehr über eine Fourier-Transformation lösen. (Ausnahme: siehe Kap. 8.1.3). Das Problem liegt in der Verknüpfung von Gegenstands- und Beugungsbildkoordinaten über die Auftreffpunkte der Lichtstrahlen auf die Blende (P_3).

Im Falle eines Fernmikroskopieobjektives sind die betrachteten Gegenstände im Vergleich zu den Dimensionen der Blende ($D_K=63\text{mm}$) mikroskopisch klein (ca. $500\mu\text{m} \times 500\mu\text{m}$). In Gl. (20) können deshalb ohne großen Fehler die Beiträge von x_1 und y_1 zu der Position des Punktes P_3 vernachlässigt werden.

Die Auswirkungen einer Blende auf das Gesamtbildresultat sind anhand der Funktion \tilde{f} auch anschaulich vorstellbar. Durch die lichtundurchlässigen Bereiche der Blende werden für bestimmte Beugungswinkel die Beiträge der Gegenstandsfunktion f zum Beugungsbild unterdrückt. Man filtert also die den angesprochenen Beugungsrichtungen entsprechenden „Frequenzen“ α, β aus dem Beugungsbild heraus. Diese auch als Raumfilter bekannte Wirkung der Blende ist nur für den Fall des Fernmikroskopes eine gute Modellvorstellung, denn sie setzt die Gültigkeit der für P_4 durchgeführten Näherung voraus. Eine ideale Raumfilterwirkung kann nur in der Brennebene ④ erzielt werden, da sich dort alle Beiträge einer Beugungsrichtung („Frequenz“) im gleichen Punkt addieren.

Die Auswirkungen auf das Bild sind leicht vorzustellen. Der Bildhintergrund entsteht hauptsächlich aus den „niederfrequenten“ Anteilen. Für scharfe Objektkanten und feine Strukturen wird dagegen ein breiteres Spektrum mit möglichst großem „Frequenzumfang“ benötigt.

Die niedrigen „Frequenzen“ entsprechen nach Gl. (20) Blendenbereichen P_3 , die in der Nähe des Beleuchtungseintrittspunktes A_b liegen. Wenn man also durch eine Blende das ungebeugte Licht der Beleuchtungsquelle in der Nähe von A_b unterdrückt (Dunkelfeldtechnik), wird man im Bildbereich von Ebene ⑥ helle Objektkanten auf dunklem Hintergrund erhalten.

Das entgegengesetzte Extrem entsteht durch die Außenbegrenzungen der Blende, durch die die hochfrequenten Anteile im Bild unterdrückt werden. Bei kleinem Blendendurchmesser erscheinen Details deshalb nur verschwommen und das Auflösungsvermögen des Instrumentes ist gering.

4.1.6 Berücksichtigung des gaußförmigen Profils des Laserstrahls

Bei der bisherigen Beschreibung der Beleuchtungsquelle als unendlich ausgedehnte ebene Wellenfront wurde der betrachtete Gegenstand immer gleichbleibend homo-

gen ausgeleuchtet. Die Lage des Gegenstandes u relativ zum Laserüberkreuzungspunkt g hatte keinen Einfluß auf das Bildresultat, denn Beleuchtungswinkel und Lichtintensität blieben unverändert.

Die Modellierung des Lasers als Beleuchtungsquelle soll jetzt verfeinert werden, indem für den Laser ein gaußförmiges Strahlprofil (Abb. 17) angenommen wird. Es wird zusätzlich vorausgesetzt, daß innerhalb des Laserstrahl-Überkreuzungsbereiches die z -abhängige Änderung des Strahlprofils vernachlässigbar klein ist.

Die veränderten Beleuchtungsbedingungen können in der Transmissionsverteilung f berücksichtigt werden, die bisher den abzubildenden Gegenstand repräsentierte. Sie wird durch eine modifizierte Funktion \hat{f} ersetzt. Da die transmittierte Lichtintensität auch direkt proportional zur Beleuchtungsintensität ist kann man \hat{f} berechnen, indem man f mit einer Intensitätsverteilung g_f multipliziert.

$$\hat{f}(x_1, y_2) = g_f(x_1, y_1) \cdot f(x_1, y_2) \quad (21)$$

Man erhält g_f durch Projektion des Laserstrahlprofils g_l auf die Ebene ① des Objekts. Die entsprechende Geometrie ist in Abb. 16 dargestellt.

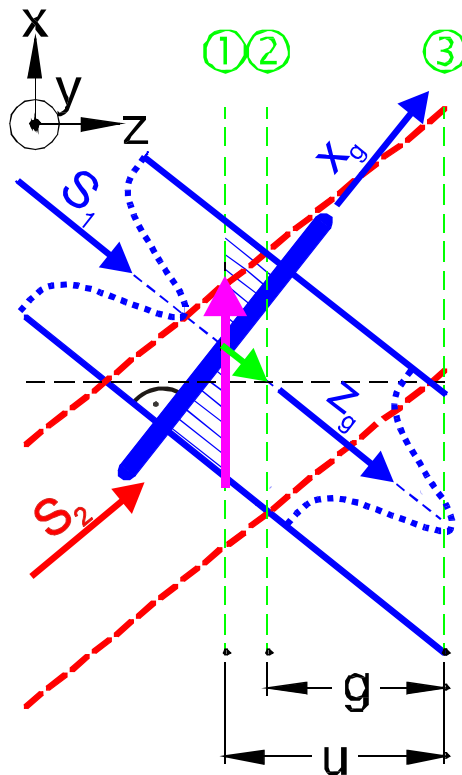


Abb. 16: Beleuchtung mit gaußförmiger Intensitätsverteilung

Im Koordinatensystem des Laserstrahls (x_g, z_g) und allen dazu parallelen Ebenen $z_g = \text{const.}$ ist die Intensitätsverteilung g_l gegeben durch:

$$g_l(x_g, y_g) = e^{-\frac{8}{w_L^2}(x_g^2 + y_g^2)} \quad (22)$$

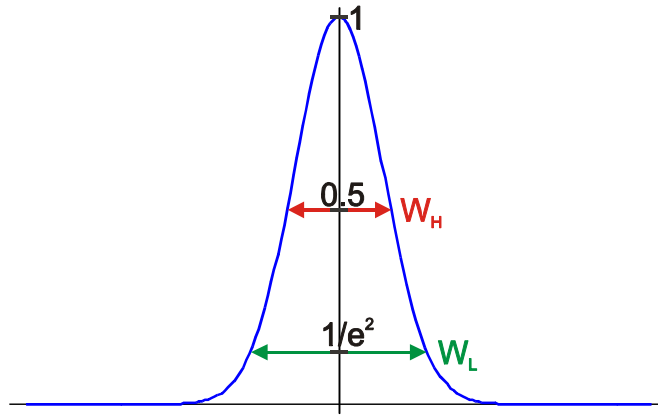


Abb. 17: Gaußprofil mit Durchmessern bei halber (W_H) und $1/e^2$ -facher (W_L) Maximalintensität

W_L ist dabei der in Abb. 17 eingezeichnete Laserstrahldurchmesser. Er wird bei einem Intensitätsabfall auf $1/e^2$ des Maximalwertes über die gesamte Breite des Gaußprofils bestimmt. Da häufig auch die Halbwertsbreite W_H entsprechend einem Intensitätsabfall auf die Hälfte des Maximalwertes verwendet wird ist in Gl. (23) die entsprechende Umrechnung angegeben:

$$W_L = \sqrt{2/\ln(2)} \cdot W_H \approx 1,699 \cdot W_H \quad (23)$$

Wenn man berücksichtigt, daß die Achse des Beleuchtungslasers die Laserüberkreuzungsebene ② im Koordinatenursprung schneidet kann man den Koordinatenursprung des Laserstrahlsystems (x_g, y_g) berechnen. Dadurch ist auch die Projektion gegeben, die das Laserstrahlprofil g_l in g_f transformiert:

$$g_f(x_1, y_1) = g_l(x_g, y_g) \quad (24)$$

$$\begin{pmatrix} x_g \\ y_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} l_0 \\ m_0 \end{pmatrix} \cdot \Gamma \quad \Gamma = (g - u) \sqrt{1 - (l_0^2 + m_0^2)} - l_0 x_1 - m_0 y_1$$

Für eine gleichmäßige Ausleuchtung eines eingegrenzten Gegenstandsbereichs mit Durchmesser DK_G (verwendetes Gesichtsfeld des Questar-Mikroskops) bzw. eines Bildbereiches vom Durchmesser $M_Q^* DK_G$ spielt die Modifikation des gaußförmigen Laserstrahlprofils durch die schräge Beleuchtungsrichtung eine eher untergeordnete Rolle. Die zentrale Bedeutung hat dagegen der Laserstrahldurchmesser D_G am Ort des Gegenstandes. Die Ausführungen in den Kapiteln 8.1.1 und 8.1.2 befassen sich deshalb damit, wie der Laserstrahldurchmesser D_G optimal gewählt werden kann und welche optischen Maßnahmen zu treffen sind, um eine entsprechende Laserstrahlformung zu bewerkstelligen.

4.1.7 Stereoskopische Beleuchtung mit zwei Laserstrahlen

Für den allgemeinen Fall der Beleuchtung aus mehreren Richtungen kann man aufgrund des Superpositionsprinzips die Transformationen I und II für jede der gewählten Richtungen einzeln durchführen. Das Ergebnisbild ergibt sich aus der anschließenden Addition der einzelnen Feldverteilungen ψ_{P_5} in Ebene ⑤.

Wenn die Lichtquellen insgesamt kohärent sind, wird die Bildintensität durch Betragsbildung der phasenrichtig addierten E-Feld Amplituden (ψ_{L_1}, ψ_{L_2}) bestimmt. Existiert dagegen keine feste Phasenbeziehung zwischen den Quellen (statistisch verteilte Phasenlagen), so addieren sich die Einzelbildintensitäten direkt.

Das Superpositionsprinzip wird hier im Rahmen der skalaren Wellentheorie angewendet. Das bedeutet, daß die elektromagnetischen Wellen nur durch Betrag und Phase charakterisiert sind und Vektoreigenschaften und Polarisierung der Wellen nicht im Bildergebnis berücksichtigt werden können.

Eine Ausnahme ist der Spezialfall der Stereobeleuchtung über zwei kohärente, linear polarisierte Lichtquellen L_1 und L_2 deren Polarisationsrichtungen entweder senkrecht oder parallel zueinander stehen. Für diesen Fall kann die Superposition abhängig von der Polarisationsrichtung ausgeführt werden, obwohl die vektoriellen E-Feld Eigenschaften nach wie vor vernachlässigt werden.

Bei zueinander senkrechter Polarisationsrichtung besitzen die beiden Lichtquellen keine gemeinsame Vektorkomponente in der sie sich addieren bzw. auslöschen könnten. Folglich ist trotz wechselseitiger Kohärenz keine Interferenz möglich. Die resultierende Lichtintensität I_5 berechnet sich wie im inkohärenten Fall aus der Summe der Einzelintensitäten:

$$\text{zueinander senkrechte Polarisierung: } I_5 = |\psi_{L_1}|^2 + |\psi_{L_2}|^2 \quad (25)$$

Im Vergleich dazu bietet die parallele Ausrichtung, bei der die Polarisationsvektoren der Laserstrahlen immer in zueinander parallelen Ebenen liegen, ideale Interferenzbedingungen:

$$\text{zueinander parallele Polarisierung: } I_5 = |\psi_{L_1} + \psi_{L_2}|^2 \quad (26)$$

Der wesentliche Unterschied zwischen beiden Polarisierungseinstellungen ist ein streifenförmiges, äquidistantes Interferenzmuster („LDA-Streifenmuster“), das dem Ergebnisbild überlagert ist. Die Längsstreifen verlaufen senkrecht zu der durch die beiden Strahlen gegebenen Beleuchtungsebene und ihr Streifenabstand ist indirekt proportional zum Schnittwinkel der Strahlen.

4.2 Klassifizierung von Partikelkonturen durch Ellipsenapproximation

In der modernen Bildverarbeitung wurden zahlreiche Beschreibungskriterien entwickelt um Form, Größe und Morphologie eines Pulverpartikels entsprechend dem jeweils gewünschten Abstraktionsgrad quantitativ zu erfassen. Wenn die Zielsetzung, wie in dieser Arbeit, speziell darin besteht eine große Zahl von Partikeln vergleichend zu beurteilen, dann sollten für interpretierbare Statistiken aus der Vielzahl der Beschreibungskriterien nur sehr wenige, aussagekräftige zur Klassifizierung herangezogen werden. Für detailgetreuere Auswertungen können dann bei Bedarf noch weitere Kriterien mitverwendet werden.

Ein geeignetes Vorgehen zur Gewinnung der Grundbeschreibungsgrößen ist daher der Vergleich der Partikelform mit einer sehr einfachen geometrischen Grundstruktur. Für Pulverpartikel erzielt man mit Ellipsen eine bessere Näherung als mit Rechtecken, obwohl z.B. ein gebrochenes Keramikpulver aufgrund des Herstellungsprozesses und des kristallinen Aufbaus eine sehr eckige und kantige Struktur besitzt. Durch Aufschmelzprozesse an der Partikeloberfläche können jedoch Formänderungen herbeigeführt werden, die in eine runde oder elliptische Form münden (Abb. 18).

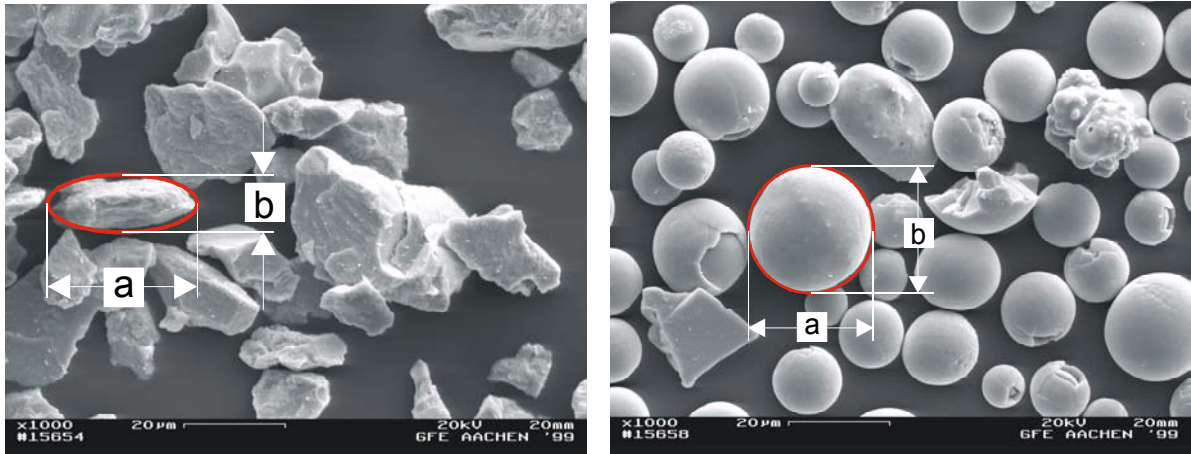


Abb. 18: REM Aufnahmen eines gebrochenen Al_2O_3 Pulvers vor und nach der Behandlung in einer Plasmaflamme. Quelle: RWTH Aachen, Institut für Werkstoffwissenschaften

Für die geeignete Anpassung einer Ellipse an die Umrißkonturen der Partikel wurde ein Algorithmus entwickelt, der trotz der in der Natur auftretenden Formenvielfalt immer eine bestmögliche Approximation garantiert. Herkömmliche Methoden, die z.B. die mittlere quadratische Abweichung zwischen Objekt und Ellipse optimieren, versagen völlig, wenn die Objektkonturen nicht dem erwarteten Modell entsprechen. Die meisten Verfahren arbeiten zudem iterativ, so daß immer ein Kompromiß zwischen Rechenaufwand und Näherungsgenauigkeit über eine sorgfältig zu wählende Abbruchbedingung getroffen werden muß.

Das im folgenden vorgestellte, flächentreue Ellipsennäherungsverfahren ist auf geometrische Figuren beliebiger Form (Abb. 19) anwendbar.

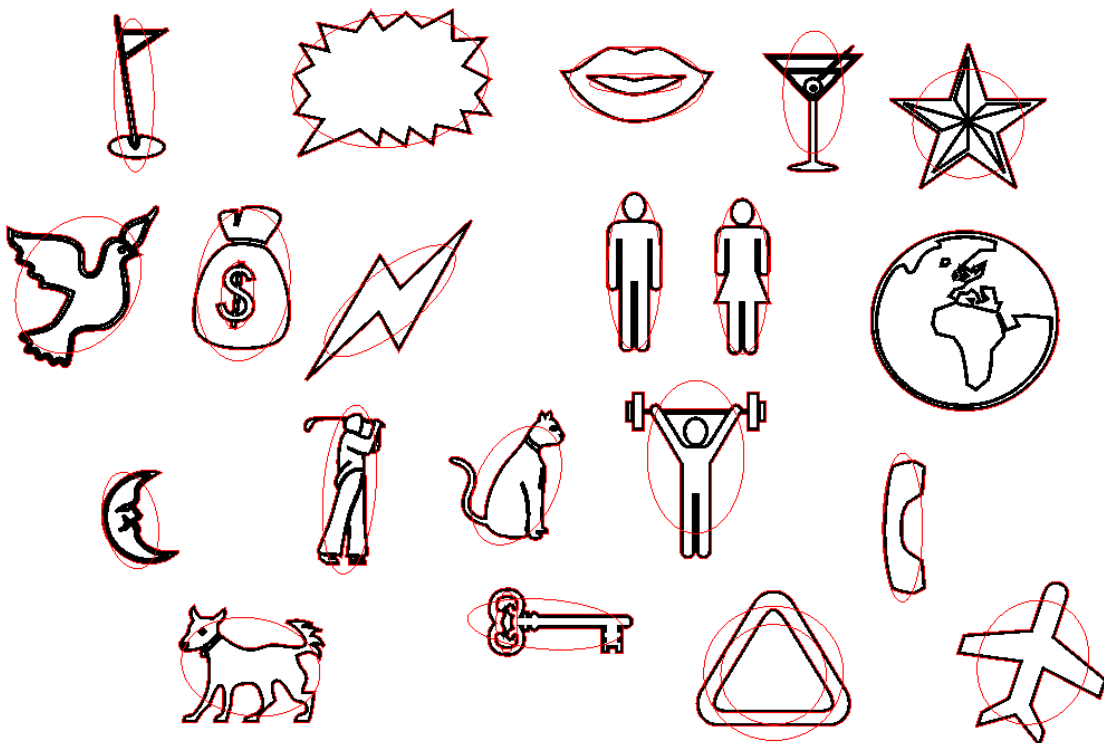


Abb. 19: Approximation der Umrißkonturen unterschiedlichster geometrischer Figuren durch flächentreue Ellipsen

Abb. 19 zeigt, daß eine flächentreue Ellipsennäherung auch dann noch eine verwertbare Information liefert, wenn große Abweichungen zwischen Objekt- und Ellipsenform bestehen. Gerade bei verrauschten Bildern können Fehler bei der Konturerkennung entstehen, die wie z.B. der Schläger des Golfspielers, deutlich vom Objektkörper entfernt sind, flächenmäßig aber nur einen geringen Beitrag leisten. Mit der verwendeten Ellipsennäherung sind auch in diesem Fall noch Aussagen über Form, Größe und Orientierung des Objekts möglich. Die Verschiedenartigkeit der für Abb. 19 ausgewählten Symbole zeigt weiterhin, daß die Begriffe „groß“ und „klein“ ohne ein weiteres Formbeschreibungsmerkmal wenig aussagekräftig sind.

Das Prinzip des Ellipsen-Anpassungsverfahrens basiert auf einer aus der Mechanik entliehenen Analogie: Das Trägheitsverhalten eines beliebig geformten, kräftefreien Körpers ist bereits durch drei Parameter (Hauptträgheitsmomente) vollständig bestimmt. Von dem gesuchten Näherungsellipsoid wird nun gefordert, daß es gleiches Trägheitsverhalten aufweisen soll. Die Dichteverteilungen beider Körper sollen außerdem gleich und homogen sein um zu einer volumentreuen (flächentreuen) Beschreibung zu gelangen.

In der Bildverarbeitung kann man sich bei der Ellipsennäherung auf den zweidimensionalen Fall beschränken. Das Trägheitsverhalten des betrachteten Körpers ist dann durch seinen 2D-Trägheitstensor \mathbf{J} gegeben [48]:

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} m_x & -m \\ -m & m_y \end{pmatrix} \quad \begin{aligned} m_x &= \iint x^2 dx dy & m &= \iint xy dx dy \\ m_y &= \iint y^2 dx dy \end{aligned} \quad (27)$$

Er wird über die zentralen Momente m_x , m_y und m berechnet, die durch Integration über die Fläche des Objekts bestimmt werden. Der Koordinatenursprung liegt dabei im Objektschwerpunkt (deshalb zentrale Momente) oder es wird rückwirkend eine Transformation der Momente über den Steiner'schen Satz durchgeführt. Für Objektkonturen, die in Form eines Kettencodes (die Richtungen der in äquidistanten Schritten fortlaufenden Kontur sind kodiert in aufeinanderfolgender Reihenfolge abgelegt ohne für jeden Pixel die jeweiligen Koordinaten zu speichern) gespeichert sind, können die Flächenmomente allein aus den Randpixeln berechnet werden. Dies ist sehr vorteilhaft, weil eine aufwendige Integration über die Bereiche im Inneren entfällt.

Die Berechnung der Hauptträgheitsmomente erfordert noch eine Koordinatentransformation [49] (Hauptachsentransformation), die den Körper so dreht, daß seine Hauptträgheitsachsen mit den Koordinatenachsen zusammenfallen. In diesem Koordinatensystem ist der Trägheitstensor dann diagonal. Die Hauptträgheitsmomente sind über die Eigenwerte $\lambda_{1/2}$ von \mathbf{J} gegeben,

$$\lambda_{1/2} = \left(m_x + m_y \pm \sqrt{(m_x - m_y)^2 - 4(m_x m_y - m^2)} \right) / 2 \quad (28)$$

und die Orientierung des körpereigenen Koordinatensystems ist durch die Eigenvektoren \vec{e}_1, \vec{e}_2 (\vec{e}_2 ist orthogonal zu \vec{e}_1) bestimmt, die gleichzeitig die Lage der Hauptträgheitsachsen angeben.

$$\vec{e}_1 = \begin{pmatrix} m \\ m_y - \lambda_1 \end{pmatrix} \Rightarrow \gamma = \begin{cases} \arccos(m / \sqrt{m^2 + (m_y - \lambda_2)^2}) \\ -\arccos(m / \sqrt{m^2 + (m_y - \lambda_2)^2}) \end{cases} \quad \text{für } \begin{cases} m_y - \lambda_2 \geq 0 \\ m_y - \lambda_2 < 0 \end{cases} \quad (29)$$

Da die beide Hauptträgheitsachsen zueinander orthogonal sind, genügt es den Winkel γ zwischen der x-Achse und der Hauptachse mit dem kleineren Trägheitsmoment anzugeben. In der Ellipsennäherung ist dies später diejenige Achse, die mit dem größeren Ellipsendurchmesser zusammenfällt.

Für die Anpassung der Ellipse an den Körper muß die Lage der Hauptachsen und die Größe der zugehörigen Trägheitsmomente übereinstimmen. Über die Hauptträgheitsmomente der Ellipse,

$$\lambda_1 = ba^3\pi/64 \quad \lambda_2 = ab^3\pi/64 \quad (30)$$

wird die Verbindung zur Geometrie der Ellipse (Umkehrung von Gl. (30)) mit Achsendurchmessern a und b ($a > b$) hergestellt :

$$a = \left(\frac{64}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{\lambda_1^{3/8}}{\lambda_2^{1/8}} \quad b = \left(\frac{64}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{\lambda_2^{3/8}}{\lambda_1^{1/8}} \quad (31)$$

Durch das Gleichsetzen der Hauptträgheitsmomente von Objekt (Gl. (28)) und Anpassungsellipse (Gl. (30)) liefert Gl. (31) die gesuchte Rechenvorschrift für die Ellipsenanpassung.

In der Ellipsennäherung wird Form, Lage und Orientierung eines Partikels durch fünf charakteristische Größen beschrieben:

- zwei Ortskoordinaten des Schwerpunktes,
- Orientierungswinkel γ ,
- großer und kleiner Ellipsendurchmesser.

Das PSI Verfahren liefert durch die stereoskopische Beleuchtung noch die dritte Ortskoordinate des Schwerpunktes. Abgeleitet von den Hauptachsendurchmessern erhält man mit der Berechnung der Exzentrizität e noch eine weitere Beschreibungsgröße, die äußerst empfindlich die quadratische Abweichung einer Ellipse von der Kreisform angibt. Ihr Wert liegt immer zwischen Null (Kreis) und Eins (Gerade). Sie ist definiert über:

$$e = \sqrt{1 - (b/a)^2} = \sqrt{1 - (\lambda_2/\lambda_1)} \quad (32)$$

5 Entwicklung des „Particle Shape Imaging“ (PSI) Meßverfahrens

Das Konzept des Particle Shape Imaging Verfahrens leitet sich aus den in Kapitel 2 definierten Zielen ab. Es wurde gefordert, daß die Diagnostik so weit wie möglich eine Beeinflussung des Meßobjekts vermeiden sollte. Dies ist nur möglich, wenn das Verfahren auf einem optischen Prinzip beruht. Aus mehreren Gründen hat man sich zudem für eine bildgebende Technik entschieden. Von den bereits für andere Anwendungsziele verfügbaren Partikeldiagnostikverfahren erzielen die bildgebenden Verfahren die höchste Meßgenauigkeit bei der Größen- und Formbestimmung. Dies liegt vor allem daran, daß eine Bildaufnahme einer Meßdatenerfassung mit einer Vielzahl von Sensoren gleichzusetzen ist. Jedes Bildpixel ist im Prinzip durch ein eigenes Sensorelement repräsentiert, so daß man eine sehr umfangreiche und detaillierte Information über das Meßobjekt aufzeichnen kann. Gegenüber Meßtechniken wie DPV 2000 oder der Laser-Doppler-Anemometrie, bei denen nur wenige (meist zwei) Sensoren ausgewertet werden können, erfordert die Interpretation der Meßdaten nur Theorien geringer Komplexität und auch auf Modellannahmen über die Meßobjekte selbst kann verzichtet werden. Nachteilig ist allerdings die enorme Menge an Meßdaten, die einen erhöhten Aufwand bei der Organisation und Archivierung erfordert und die Geschwindigkeit der Datenauswertung reduziert (siehe Kapitel 6). Zudem müssen Verfahren entwickelt werden, mit denen eine Datenreduktion auf aussagekräftige, statistisch verwertbare Ergebnisse erzielt werden kann.

Eine weitere Säule des PSI Konzeptes ist die Bestimmung von Einzelpartikeleigenschaften, d.h. die gemessenen Parameter sollen direkt dem jeweiligen Partikel zugeordnet werden können. Alternativ hätte man auch ein Verfahren wählen können, bei dem die Signale eines Partikelensembles als statistischer Mittelwert ohne Zugriff auf die Einzelereignisse bestimmt werden. Das Ziel bei PSI besteht weniger darin, in einer zeitlichen Momentanaufnahme die Beziehung der Partikel untereinander festzuhalten (siehe Particle Image Velocity Verfahren (PIV)) sondern vielmehr in der verlässlichen Bestimmung von Größe und Form einzelner Partikel. Dazu ist eine nahezu bildfüllende Abbildung der Partikel erforderlich, d.h. das betrachtete Meßvolumen hat größenordnungsmäßig nur eine Ausdehnung weniger Partikeldurchmesser. Dies ist vorteilhaft, da man mit einem derartigen System in der Lage ist, mit hoher örtlicher Auflösung Volumenbereiche zu untersuchen, in denen starke Gradienten bezüglich der zu untersuchenden Partikeleigenschaften zu erwarten sind. Nachteilig ist allerdings, daß größere Volumenbereiche nur sequentiell durch viele Einzelmessungen an unterschiedlichen, in einem Meßraster angeordneten Meßorten untersucht werden können. Diese scannende Datenaufnahme erfordert ein im zeitlichen Mittel stationäres Meßobjekt und führt zu einer erhöhten Gesamtmeßzeit.

Die Umsetzung der konzeptionellen Überlegungen basiert auf einem im Kapitel 5.1 dargestellten Funktionsprinzip. Der in Kapitel 5.3 beschriebene Aufbau des Meßsystems orientiert sich an den für die Anwendung auf das Thermische Spritzen geltenden Rahmenbedingungen (Kapitel 5.2) und Anforderungen. Besonderes Augenmerk wird auf die Beleuchtung der Meßobjekte gelegt (8.1.1), da sie starken Einfluß auf die Qualität und Auswertbarkeit der Bilder hat. Für die Partikelaufnahmen kann sowohl eine Durchlicht- als auch eine Dunkelfeldtechnik (Kapitel 5.3.4) eingesetzt werden, wobei sich letztere weniger für eine automatisierte Auswertung der Bilder eignet. Die mit PSI erzielbare Meßgenauigkeit erhält man aus einer experimentellen Bestimmung des optischen Auflösungsvermögens (Kapitel 5.3.1). Eine Obergrenze für die Ausdehnung des Meßvolumens ist durch eine Untersuchung des Tiefenschärfe-

bereichs (Kapitel 5.3.3) definierbar und hängt im Wesentlichen davon ab, wie weit sich die Partikel von der Gegenstandsebene der Abbildungsoptik entfernen dürfen, um noch scharf abgebildet zu werden. Für die Umrechnung der aus den Bildern entnommenen Informationen ist eine einmalige Kalibrierung des Systems erforderlich. Der daraus resultierende Abbildungsmaßstab (Kapitel 5.3.1) kann durch verschiedene Verfahren bestimmt werden. Neben den systemeigenen Kenngrößen ist auch die Robustheit gegenüber den Umgebungseinflüssen beim Thermischen Spritzen untersucht worden (Kapitel 5.3.4).

Aufbauend auf einer PSI Grundversion, die bereits die geforderten Zielsetzungen abdeckt, konnten wesentliche Erweiterungen und Verbesserungen des Verfahrens vorgenommen werden. Dies ist zum einen ein System zur Triggerung der Bildaufnahmen (Kapitel 5.4) und zum anderen die Kombination mit dem Verfahren der Laser-Doppler-Anemometrie (Kapitel 5.6.3). Bei Messungen mit dem getriggerten System konnte ein eng fraktioniertes Pulver untersucht werden (Kapitel 5.5.1) und die Tauglichkeit des Verfahrens für den Einsatz beim Thermischen Spritzen (Kapitel 5.5.2) gezeigt werden.

Die im Folgenden dargestellte Entwicklung des Particle Shape Imaging Verfahrens verlief in mehreren Teilschritten, die in der Literatur [1, 50, 51, 52, 53, 54, 55] dokumentiert sind.

5.1 Prinzip des Meßverfahrens

Bei Meßverfahren, die auf die Bestimmung von Einzelpartikeleigenschaften abzielen, kommt der definierten Eingrenzung eines zulässigen Meßvolumens eine große Bedeutung zu. Besonders die Form- und Größenbestimmung wird meist stark von der Lage des Partikels innerhalb des Meßvolumens beeinflusst und es kann sehr schnell zu einer Fehlinterpretation der Meßsignale kommen, wenn die Partikelposition nicht eingrenzbar ist. Bei der Photographie ist dieser Effekt als „Tiefenschärfeproblem“ bekannt. Wenn Objekte im Vorder- und Hintergrund zu weit voneinander entfernt sind, können sie nicht gleichzeitig scharf abgebildet werden. Anhand des Photos kann später auch nicht mehr eindeutig festgestellt werden, an welcher Tiefenposition sich die Objekte befanden.

Um dieser Problematik bei dem Particle Shape Imaging Verfahren von vorne herein zu begegnen, wurde eine spezielle Beleuchtungstechnik angewendet (Abb. 20).

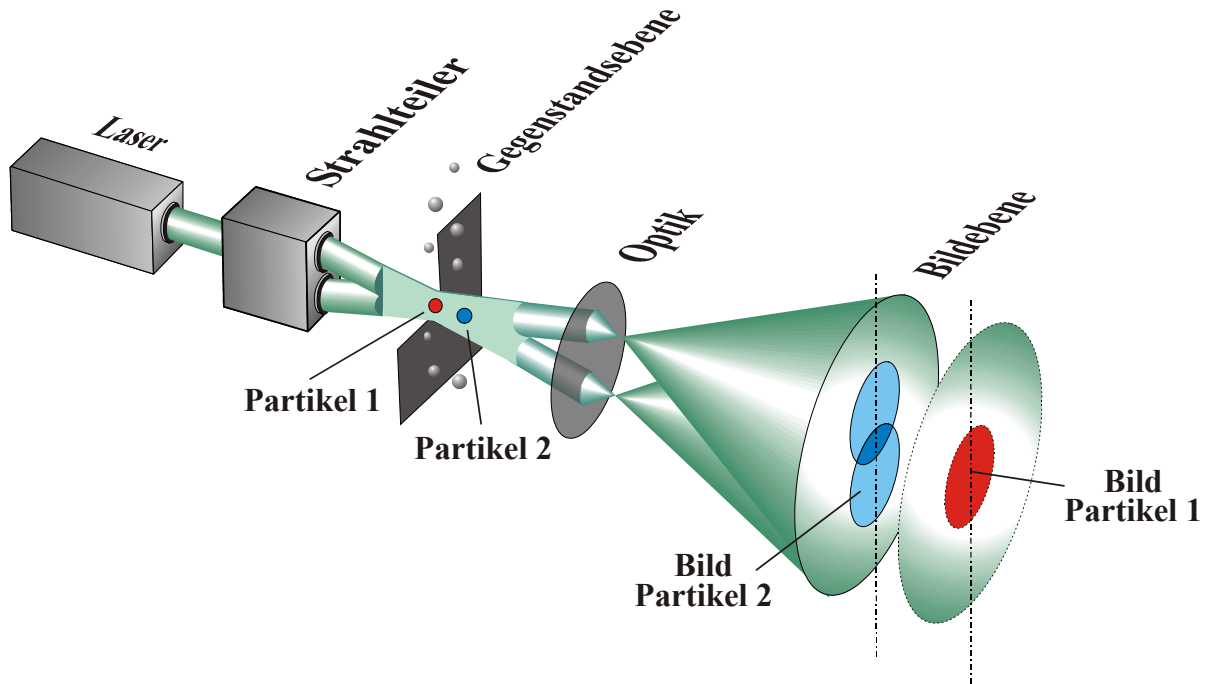


Abb. 20: Prinzip des Meßverfahrens

Die Partikel werden mit zwei Laserstrahlen stereoskopisch im Durchlichtverfahren (siehe Kapitel 5.3.4) beleuchtet. Jeder der beiden aus unterschiedlichen Richtungen kommenden Strahlen erzeugt von einem Partikel im Überkreuzungsvolumen jeweils einen eigenen Schatten. Diese beiden Teilschatten werden dann über ein optisches System in eine gemeinsame Bildebene abgebildet. Nur wenn sich ein Partikel exakt in der Gegenstandsebene der Optik befindet (Partikel 1) überlagern sich seine beiden Teilschatten auch in der Bildebene kongruent zu einem Vollschatten. In allen anderen Fällen (Partikel 2) macht sich die Entfernung des Partikels von der Gegenstandsebene durch ein dazu proportionales „Auseinanderwandern“ der Teilschatten in der Bildebene bemerkbar. Mit zunehmender Entfernung von der Gegenstandsebene nimmt der Überlappungsgrad (Vollschattenbereich) der Teilschatten ab bis sie vollständig voneinander separiert sind. Voraussetzung ist, daß sich das Partikel weiterhin im Schnittvolumen beider Laserstrahlen befindet und daß der Tiefenschärfebereich (siehe Kapitel 5.3.3) der Abbildungsoptik ausreichend groß ist, um unter den Abstandsbedingungen von der Gegenstandsebene eine scharfe, interferenzfreie Abbildung zu garantieren. Eine Entscheidung, ob sich ein Partikel vor oder hinter der Gegenstandsebene befindet, kann getroffen werden, wenn die beiden Laserstrahlen unterschiedliche Intensität aufweisen. Die Teilschatten der Partikel sind dann zwar nach wie vor formgleich, aber eine Zuordnung zur zugehörigen Beleuchtungsrichtung ist nun über die unterschiedlichen Intensitäten möglich.

Die bei PSI angewendete stereoskopische Beleuchtung bietet zwei entscheidende Vorteile: Die Partikel sind exakt in allen drei Raumkoordinaten lokalisierbar und die PSI Bildaufnahmen sind in ihrem Informationsgehalt schon auf wesentliche Formmerkmale reduziert. Dies erleichtert eine automatisierte, computergestützte Auswertung der Bilder, denn zur Bestimmung von Größe und Form der Partikel müssen „nur“ noch die Flächen und Umrisse der Partikelschatten berücksichtigt werden. Die Strukturierung und die Beschaffenheit der Partikeloberflächen haben keinen Einfluß auf das resultierende Bild. An die Partikel wird nur die Anforderung gestellt, daß sie undurchsichtig (optisch dicht) sind.

Die Ermittlung der Axialkoordinate eines Partikels wird in Abb. 21 am Beispiel einer axial verschiebbaren Nadelspitze veranschaulicht. Bei Beleuchtung mit nur einem Laserstrahl erhält man unabhängig von der Auslenkung aus der Gegenstandsebene identische Schattenbilder. Erst durch den zweiten Laserstrahl läßt sich die axiale Ortskoordinate gewinnen, da mit zunehmendem Abstand der Nadel von der Gegenstandsebene die Teilschatten auseinander wandern und der Vollschattebereich abnimmt.

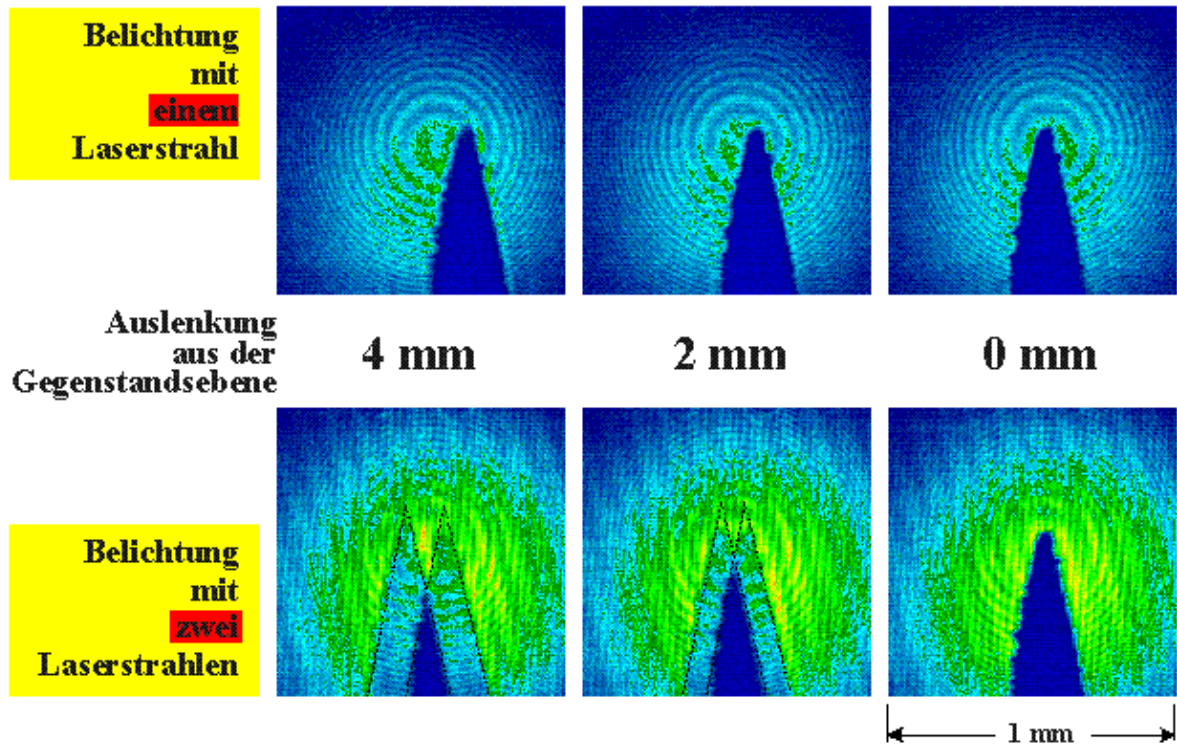


Abb. 21: Verfahrenstest: Schattenbilder einer Stecknadelspitze

5.2 Randbedingungen beim Thermischen Spritzen

Bei der Auslegung der PSI Diagnostik müssen spezielle Randbedingungen beachtet werden, die durch die Ausrichtung des Verfahrens auf die Untersuchung Thermischer Spritzprozesse gegeben sind.

Die beim Thermischen Spritzen verwendeten Pulverpartikel haben typischerweise einen Durchmesser im Bereich von $5\mu\text{m}$ bis $100\mu\text{m}$. Derart kleine Objekte können mit einem herkömmlichen Lichtmikroskop im Abstand weniger Millimeter noch gut bezüglich ihrer Form beurteilt werden. Zur Untersuchung von Aufbau und Struktur sind aber bereits REM-Mikroskope besser geeignet (siehe Abb. 56). Unter Plasmaspritzbedingungen ist ein derart nahes Herangehen an die Partikel nicht möglich. Die Ausdehnung und die hohe Temperatur der Plasmaflamme verlangen einen Sicherheitsabstand von mindestens 10cm. Für die Abbildung der Partikel muß deshalb ein Fernmikroskopieobjektiv eingesetzt werden. Das damit erzielte Auflösungsvermögen bestimmt die maximal erreichbare Meßgenauigkeit des Systems.

Bei der Bildaufnahme über ein Kamerasystem ist vor allem die Geschwindigkeit der Partikel maßgebend. Als Faustregel kann man fordern, daß selbst die schnellsten Partikel innerhalb der Belichtungszeit nur eine Strecke zurücklegen dürfen, die un-

terhalb des optischen Auflösungsvermögens liegt. In den Bildern kann dann keine Bewegungsunschärfe beobachtet werden. Typische Partikelgeschwindigkeiten beim Plasmaspritzen liegen zwischen 250m/s und 500m/s. Beim Kaltgasspritzen können sogar Spitzenwerte von über 1000m/s erreicht werden. Für ein angestrebtes Auflösungsvermögen von ca. 5µm, sind demzufolge Belichtungszeiten zwischen 10ns (Plasmaspritzen) und 5ns (Kaltgasspritzen) erforderlich.

Um einen Informationsverlust bei der Aufzeichnung und Diskretisierung der Bilder ([56], p. 227-236) über das Kamerasystem zu vermeiden muß mindestens das Nyquist Abtasttheorem erfüllt werden. Dementsprechend ist eine periodische Struktur, deren Wellenlänge dem angestrebten Auflösungsvermögen $d_{\text{real}}=5\mu\text{m}$ entspricht mit mindestens zwei Pixeln pro Periode zu digitalisieren. Das Bild kann jedoch auch dann noch nicht korrekt reproduziert werden, denn für die Erfüllung des Nyquist Theorems müßte theoretisch ein unendlich großer Bildbereich entsprechend einem Aufnahmesystem ohne Bandbreitenbegrenzung aufgezeichnet werden. In der Praxis ist deshalb eine Überabtastung (Oversampling) erforderlich. Wird eine ICCD-Kamera mit Micro-Channel-Plate-Bildverstärker (MCP) eingesetzt, ist außerdem zu berücksichtigen, daß die Abtastbegrenzung nach dem Stand der Technik nicht durch die Pixeldichte des CCD-Chips, sondern durch die effektive Filamentdichte des Bildverstärkers gegeben ist (siehe Kap 5.3.1 und Kap. 5.3.2). Man kann aus der effektiven Filamentdichte eine minimal benötigte Größe des optischen Abbildungsmaßstabs für das Questar QM100 Mikroskop abschätzen. Dem angestrebten Auflösungsvermögen $d_{\text{real}}=5\mu\text{m}$ entspricht nach Gl. (45) eine Linienpaardichte von 100 Lp/mm. Da die Kamera (Typ 4 Picos) maximal 17 Linienpaare / mm mit der MCP auflösen kann, ist ein optischer Abbildungsmaßstab von mindestens $M_Q = 5.9 = 100/17$ erforderlich. Eingesetzt wird ein Abbildungsmaßstab von 24.5, d.h. für die angestrebte Auflösung wird mit einem 4-fachen Oversampling gearbeitet. Nach dem Nyquist Theorem könnten damit im Idealfall noch Strukturen bis 1,2 µm korrekt abgetastet werden.

Über das Nyquist Theorem kann der 4 Picos Kamera auch eine MCP-bestimmte, effektive Auflösung von ca. 650 x 488 Pixeln zugeordnet werden (Herstellerangabe). Die CCD-Chip-Auflösung von 736 x 572 Pixeln ist etwas größer und zeigt das kameraintern angewandte Oversampling.

Die Partikel sind nicht nur klein und schnell, sondern statistisch gesehen auch schwer zu erfassen. In einem für das menschliche Auge dichten Partikelstrahl befinden sich nach der nachfolgend dargestellten Abschätzung nur etwa 0.035 Partikel pro Kubikmillimeter. Nimmt man ein Meßvolumen von ca. $512\mu\text{m} \times 512\mu\text{m} \times 800\mu\text{m}$ (siehe Kap. 5.3.3) an, dann ist bei zufälliger Bildaufnahme nur auf etwa jedem 137. Bild ein Partikel zu sehen. Dieses ungünstige Verhältnis kann nur durch den Einsatz eines Triggersystems zur Auslösung der Bildaufnahmen verbessert werden. Man profitiert dabei von den hohen Partikelgeschwindigkeiten, die trotz der geringen Partikeldichte zu einer hohen Partikelflußdichte führen. Typische Triggerraten liegen deshalb in der Größenordnung von 100Hz bis 1000Hz und damit deutlich über der Vollbildrate der Kamera von 25Hz. Durch eine Triggerung wird somit sichergestellt, daß auf jedem gespeicherten Bild mindestens ein Partikel erfaßt wird.

Die Abschätzung der Partikeldichte soll eine größenordnungsmäßige Eingrenzung ergeben. Ein weitergehendes Modell würde den Rahmen für eine Definition der Randbedingungen sprengen, denn es erfordert die Modellierung des Brenners, des Plasmas, der Pulverinjektion und der Plasma-Partikel-Wechselwirkung.

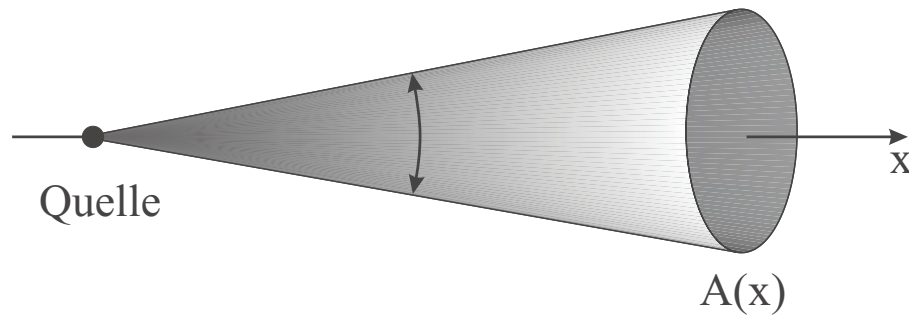


Abb. 22: Schema zur Abschätzung der Partikeldichte im Plasma

Es wird deshalb vereinfacht angenommen, daß sich der Partikelstrahl ausgehend von einer punktförmigen Quelle kegelförmig unter einem Öffnungswinkel α homogen aufweitet. Als Parameter gehen damit die Pulverfördertrate f , die mittlere Masse m eines einzelnen Pulverpartikels, der Querschnitt A des Spritzstrahls und die mittlere Partikelgeschwindigkeit v im Meßabstand x vor der Düse ein. Unter der Annahme einer gleichförmigen Geschwindigkeitsverteilung über die Querschnittsfläche A gilt für die lokale Anzahl-Dichte n :

$$n = \frac{f}{m \cdot v \cdot A} \quad (33)$$

Die Masse eines einzelnen Partikels wird über den mittleren Partikeldurchmesser D und die Pulverdichte ρ berechnet.

$$m = \rho \cdot D^3 \pi / 6 \quad (34)$$

Spritzabstand x und Aufweitungswinkel α werden mit typischen Werten aus der Spritzpraxis zur Berechnung von A verwendet.

$$A = \pi \cdot (x \cdot \tan(\alpha/2))^2 \quad (35)$$

Mit den Modellparametern aus Tabelle 3 erhält man im Spritzabstand eine geschätzte Partikeldichte $n=0,0348 \text{ mm}^{-3}$. Im Meßvolumen befinden sich damit statistisch 0,00730 Partikel, so daß etwa mit jedem 137 Bild ein Partikel erfaßt werden sollte.

Pulverfördertrate f	60 g/min
Mittlere Partikelgeschwindigkeit v	100 m/s
Dichte ρ von Al_2O_3	$3,9 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$
Mittlerer Partikeldurchmesser D	40 μm
Spritzabstand x	15 cm
Kegelwinkel α	20 Grad
Meßvolumen	512 μm * 512 μm * 800 μm

Tabelle 3: Modellparameter zur Abschätzung der Partikeldichte im Plasma

Neben der Hitzeeinwirkung ist beim Plasmaspritzen auch die Eigenstrahlung des Plasmas eine nicht zu vernachlässigende Störgröße. Die Helligkeit eines Plasmaspritzstrahls ist der eines Schweißlichtbogens vergleichbar und darf das Meßverfahren trotzdem nicht beeinträchtigen. Eine ausführlichere Diskussion des Einflusses externer Störgrößen wird in Kapitel 5.3.4 durchgeführt.

5.3 Aufbau des Meßsystems

Während der Entwicklung der PSI-Diagnostik wurde der in Abb. 23 skizzierte Versuchsaufbau mehrfach modifiziert, wobei das dargestellte Grundkonzept im Wesentlichen beibehalten wurde. Verschiedene Basiskomponenten wie Laser, Fernmikroskop oder intensivierte (MCP-CCD) Kamera wurden ausgetauscht und die dadurch erforderliche Neuabstimmung des Gesamtsystems durchgeführt. Dies diente zur Optimierung von Lichteinkopplung, Auflösung und Bildqualität.

Neben der Verwirklichung des in Kapitel 5.1 dargestellten PSI-Funktionsprinzips umfaßt der PSI-Versuchsaufbau von Abb. 23 noch zwei weitere Zusatzsysteme, die zum Triggern der Bildaufnahmen und zur zeitgleichen LDA-Messung dienen. Sie sind in den Kapiteln 5.4 und 5.6 detailliert beschrieben.

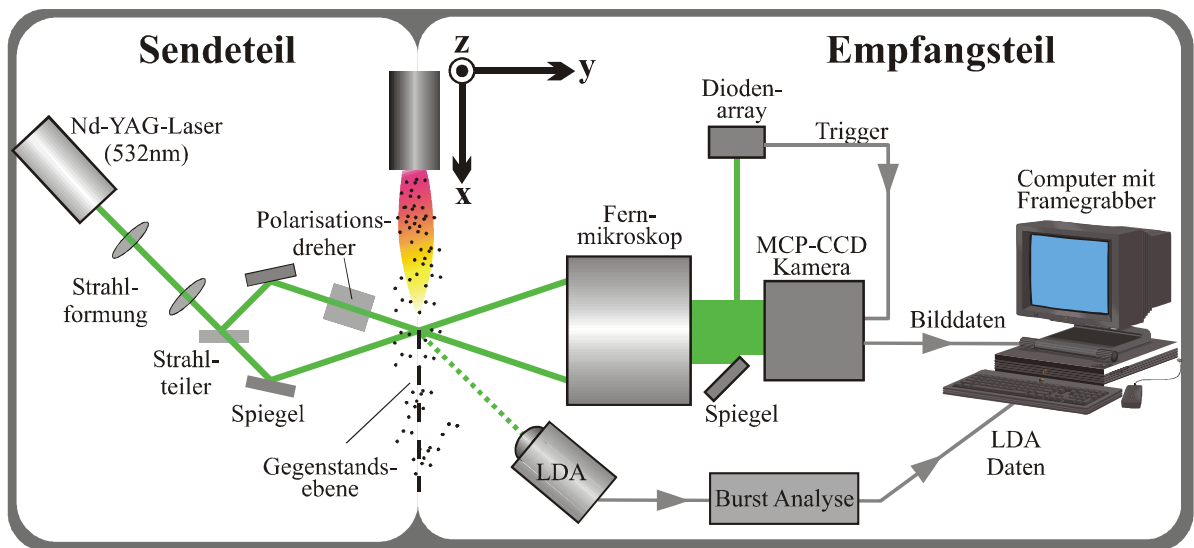


Abb. 23: Particle Shape Imaging (PSI) Versuchsaufbau

Für eine Grobeinteilung des Aufbaus kann man zwischen Sende- und Empfangsteil unterscheiden. Beide Seiten sind auf ein gemeinsames, zwischen ihnen liegendes Meßvolumen ausgerichtet. Um die Partikeleigenschaften in einem ausgedehnten Objekt, wie z.B. in einem Plasmaspritzstrahl zu untersuchen, wurde der Plasmabrenner auf eine 3-Achs-Verfahreinrichtung montiert, so daß er relativ zum ortsfesten Meßvolumen positioniert werden kann.

Auf der Sendeseite werden als Lichtquelle zwei verschiedene Modelle von Nd-YAG-Festkörper-Lasern verwendet. Sie sind beide intern frequenzverdoppelt und emittieren kohärentes, monochromatisches Laserlicht der Wellenlänge 532nm in Form einer TEM₀₀ Grundmode (gaußförmiges Strahlprofil). Die Modelle Compass-315M bzw. Verdi der Firma Coherent unterscheiden sich hauptsächlich im verfügbaren Lichtleistungsbereich, der bei 100mW bzw. 2W liegt, so daß mehr oder weniger aufwendige Maßnahmen zur Strahlformung (symbolisiert durch zwei Linsen) und die Aufweitung der Strahlen auf verschiedene Durchmesser erprobt werden können. Da die Strahlteilung in zwei intensitätsgleiche Teilstrahlen erst nach der Strahlformung erfolgt, ist eine Gleichbehandlung beider Laserstrahlen sichergestellt.

Durch einen Polarisationsdreher, der nur für einen Teilstrahl integriert ist, kann man den Polarisationswinkel zwischen den beiden linear polarisierten Laserstrahlen einstellen (siehe Kap. 5.3.1). Er besteht aus einer Mika $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte, die auf

eine Drehvorrichtung montiert ist. Im Vergleich zu Quarz läßt sich bei diesem Material der Drehwinkel feiner einstellen.

Bis zu dieser Stelle ist der Aufbau des Sendeteils, abgesehen vom Polarisationsdrehher identisch mit dem üblicherweise für die Laser-Doppler-Anemometrie verwendeten. Für die deckungsgleiche Überkreuzung der Laserstrahlen wird bei der LDA normalerweise eine Linse verwendet, in die beide Teilstrahlen parallel eintreten, so daß sie sich im Brennpunkt überkreuzen. Bei PSI ist die deckungsgleiche Strahlüberkreuzung durch zwei justierbare Spiegel realisiert. Der notwendige Mindestabstand der Strahlüberkreuzungsoptik vom Kreuzungspunkt und der relativ große Schnittwinkel zwischen den beiden Teilstrahlen schließen die bei der LDA verwendete Linsenvariante aus, da zu große Linsendurchmesser eingesetzt werden müßten.

Zur Abbildung des Überkreuzungsvolumens auf die Bildebene einer intensivierten CCD-Kamera wird im Empfangsteil ein Fernmikroskopie-Objektiv eingesetzt. Gegenüber einem herkömmlichen Mikroskop, bei dem die Gegenstandsebene nur wenige Millimeter von der Optik entfernt ist, ermöglicht ein Fernmikroskop Arbeitsabstände von mehreren cm, so daß ein ausreichender Sicherheitsabstand zum Meßobjekt eingehalten werden kann. Es werden zwei Cassegrain-Modelle der Firma Questar (QM1 und QM100) mit unterschiedlichem Auflösungsvermögen und Arbeitsabstand erprobt. Bei dem Experimentaufbau sind die von den Modellen bestimmten Laserstrahlschnittwinkel und die erforderlichen Umbauten zum Schutz der Optiken vor Hitze und Staub zu berücksichtigen.

Die für die Bildaufnahme eingesetzten intensivierten Bildverstärker-Kameras ermöglichen extrem kurze Belichtungszeiten bis in den Subnanosekunden-Zeitbereich und sind durch die Bildverstärkertechnik trotzdem ausreichend empfindlich, um mit der geringen „eingefangenen“ Lichtmenge eine verwertbare Bildinformation zu erzeugen. Durch die Kurzzeitbelichtung ist sichergestellt, daß für alle möglichen Geschwindigkeitsbereiche, die beim Thermischen Spritzen auftreten, die Pulverpartikel ohne eine Geschwindigkeitsunschärfe erfaßt werden. Mit den eingesetzten Kameramodellen 4 Quick 05 und 4 Picos der Firma Stanford Computer Optics konnten die speziellen Anforderungen bezüglich ultrakurzer Belichtungszeit, externer Triggerung und Mehrfachbelichtungsoption realisiert werden.

Die von der Kamera gelieferten Bilddaten (Video Norm) werden online mit einer Framgrabberkarte (Data Translation, DT3152) digitalisiert und auf einem Computer zwischengespeichert. Erst nach dem Meßzyklus erfolgt eine automatisierte Bildverarbeitung deren Ergebnisse in einer Datenbank für eine spätere graphische Aufbereitung abgelegt werden.

Der als Zusatzsystem integrierte Trigger besteht aus einem kleinen Auskoppelspiegel unmittelbar vor der Kamera, über den ein Randstreifen (Triggerstreifen) des Bildes vergrößert auf ein Photodiodenarray abgebildet wird. Ein in das Meßvolumen eintretendes Partikel erzeugt einen Schatten in der Bildebene der Kamera, der den Triggerstreifen am Bildrand überstreicht, sobald das Partikel in das Meßvolumen eindringt. Am Photodiodenarray wird dadurch eine Helligkeitsänderung detektiert, die zur Triggerung der Kamera verwendet werden kann. Über einen Trigger-Diskriminator wird sichergestellt, daß nur ein Triggersignal pro Bild akzeptiert wird, um unkontrollierte Mehrfachbelichtungen zu vermeiden. Der Trigger dient nicht nur zur Auslösung der Belichtung, sondern kann auch unmittelbar als Meßverfahren ver-

wendet werden, mit dem sich Partikelraten bei hohem Datenfluß räumlich hochaufgelöst auswerten lassen. Dies stellt eine ideale Ergänzung zur vergleichsweise langsamen (25 Hz für Vollbilder) Bildfolge der Video Norm dar.

Da der Sendeteil von PSI im Wesentlichen identisch mit einem LDA Meßaufbau ist, wurde der Versuch unternommen, durch einen zusätzlichen Photodetektor (Dantek, Photomultiplier 75X08 mit int. Vorverstärker) die Laser-Doppler-Anemometrie als zweites Zusatzsystem in PSI zu integrieren. Die Aufnahme und Speicherung der LDA-Bursts ist über ein LeCroy Waverunner LT364 Oszilloskop realisiert, das über einen Computer automatisiert gesteuert wird. Über eine schnelle Netzwerkverbindung werden die aufgezeichneten LDA-Signalverläufe einer auf Fourier-Analyse basierenden Auswertung zugeführt. Für die automatisierte Auswertung des Partikeltriggers wurde das gleiche Oszilloskop eingesetzt. In diesem Fall liefert das Gerät direkt die gemessenen Triggerraten ohne zusätzliche Auswertungsschritte.

5.3.1 Abbildungsmaßstäbe und Funktion des Polarisationsdrehers

Bei PSI sollen Partikelgrößen nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ bestimmt werden. Es ist deshalb sinnvoll für häufig verwendete Abbildungen und Umrechnungen Maßstäbe festzulegen. Gerade für Optiken mit variabler Brennweite sind diese Maßstäbe nicht aus den Gerätespezifikationen ableitbar, sondern müssen durch eine einmalige Kalibration bestimmt werden. Hierfür wurden verschiedene Vorgehensweisen erarbeitet, die abhängig vom gewählten Versuchsaufbau eingesetzt werden können.

Die von PSI gelieferte Information ist in Form von Bildern verfügbar. Sie werden über eine intensivisierte CCD Kamera aufgenommen und anschließend im Computer digitalisiert. Alle Meßgrößen liegen deshalb zuerst in der Einheit Pixel vor und müssen über einen Abbildungsmaßstab M_{CAL} in reale Längeneinheiten umgerechnet werden.

Eine der Kalibrierungsvarianten des PSI Systems besteht darin, ein Objekt bekannter Größe (Testtarget, Abb. 28) aufzunehmen, um damit den Maßstab M_{CAL} zu bestimmen. Alle anderen, im folgenden aufgeführten Maßstäbe, sind entweder durch Herstellerangaben definiert oder können aus M_{CAL} berechnet werden. Durch die Bestimmung von M_{CAL} ist das PSI Verfahren deshalb vollständig kalibriert:

$$M_{CAL} = \text{Objektgröße in mm} / \text{Objektgröße in Pixeln} \quad (36)$$

Der M_{CAL} Maßstab ist zwar vollkommen ausreichend, um PSI Messungen durchzuführen, gibt aber keine Auskunft über die optischen Abbildungsverhältnisse.

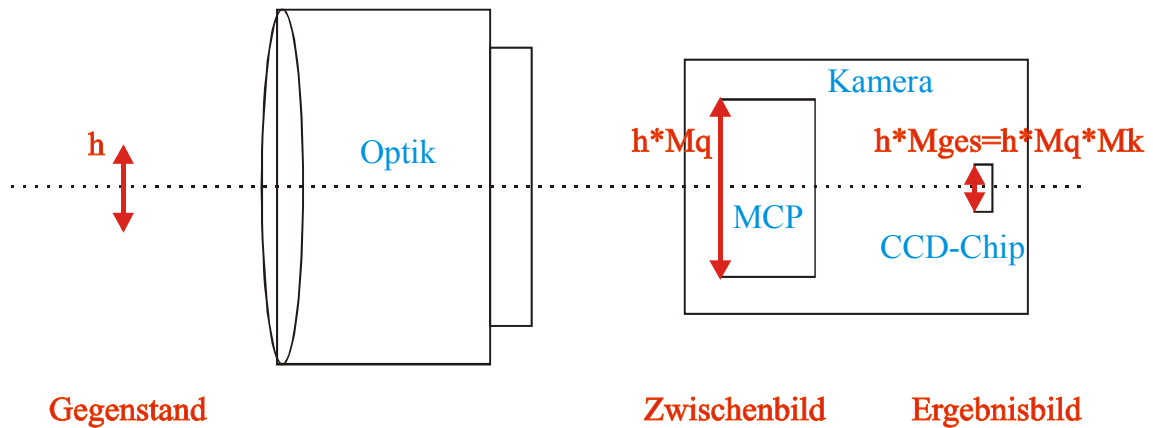


Abb. 24: Abbildungsmaßstäbe bei Particle Shape Imaging (PSI)

Die bei PSI verwendete Abbildung erfolgt zweistufig mit einem Zwischenbild auf dem Eintrittsfenster des Micro-Channel-Plate (MCP) Bildverstärkers (Abb. 24). Die erste Stufe ist durch den zunächst unbekannten Abbildungsmaßstab M_Q des Questar Objektivs bestimmt. Die zweite Abbildung verläuft kameraintern und verkleinert das von der Micro-Channel-Plate verstärkte Bild auf den CCD-Chip um den Faktor M_K .

Der Faktor M_K ist aus den Kameradaten bekannt, kann aber auch aus dem Durchmesser der MCP und der CCD-Chip Geometrie abgeschätzt werden. Er wird benötigt, um den Abbildungsmaßstab M_Q des Questar Mikroskops aus dem Kalibriermaßstab M_{CAL} zu berechnen. Als Hilfsgröße zur Umrechnung von Pixel- in Längeneinheiten benötigt man zusätzlich noch den Faktor M_P , der über die Spezifikation des CCD-Chips festgelegt ist. Da die Pixel des verwendeten CCD-Chips nicht quadratisch sind, benötigt man für die vertikale und horizontale Richtung getrennte Maßstäbe:

$$\begin{aligned} M_P^X &= \text{Breite des CCD-Chips in m} / \text{Breite des CCD-Chips in Pixeln} \\ M_P^Y &= \text{Höhe des CCD-Chips in m} / \text{Höhe des CCD-Chips in Pixeln} \end{aligned} \quad (37)$$

Durch die rechteckige Pixelstruktur des CCD's ist bei allen Pixelmaßstäben eine Unterscheidung zwischen horizontaler und vertikaler Richtung nötig, der aber immer das gleiche Aspektverhältnis M_{ASP} zugrunde liegt. Eine Kalibrierung ist somit nur für eine Richtung nötig:

$$M_{ASP} = M_P^Y / M_P^X \quad (38)$$

Daraus erhält man unmittelbar den Gesamtabbildungsmaßstab M_{GES} von der Gegenstandsebene auf den CCD-Chip,

$$M_{GES} = M_P^X / M_{CAL}^X = M_P^Y / M_{CAL}^Y \quad (39)$$

so daß der gesuchte Abbildungsmaßstab M_Q des Questar Mikroskops berechnet werden kann:

$$M_Q = M_{GES} / M_K \quad (40)$$

Die in Tabelle 4 zusammengefaßten Abbildungsmaßstäbe wurden in Kombination mit einem Questar QM100 Mikroskop verwendet.

Masstab	Beschreibung	Wert	Einheit
M_{CAL}^X	Globaler Kalibriermaßstab horizontal	1,074	$\mu\text{m}/\text{Pixel}$
M_P^X	Pixelumrechnung auf dem CCD-Chip horizontal	8,6	$\mu\text{m}/\text{Pixel}$
M_P^Y	Pixelumrechnung auf dem CCD-Chip vertikal	8,3	$\mu\text{m}/\text{Pixel}$
M_{ASP}	Aspektverhältnis eines Pixels	103,61	%
M_{GES}	Gesamtabbildungsmaßstab bis zum CCD-Chip	7,728	
M_K	Kamerainterner Abbildungsmaßstab	0,31648	
M_Q	Questar Abbildungsmaßstab	24,419	

Tabelle 4: Verwendete Abbildungsmaßstäbe für einen PSI-Versuchsaufbau mit Questar QM100 Fernmikroskopieobjektiv

Die kamerainterne Verkleinerung wirkt sich auf den ersten Blick unvorteilhaft auf die Abbildung insgesamt aus, denn bei konstantem Gesamtabbildungsmaßstab M_{GES} muß eine entsprechend stärkere Vergrößerung mit dem Fernmikroskopieobjektiv erzielt werden. Berücksichtigt man jedoch, daß die Abtastung des Zwischenbildes nicht allein durch die Pixelauflösung des CCD-Chips (736 x 572), sondern auch durch die technologisch erzielbare Packungsdichte der Bildverstärker-Filamente begrenzt ist, dann wird die Notwendigkeit der Zwischenabbildung deutlich. Eine typische Auflösung für eine Standard MCP wird von den Herstellern mit ca. 36 Linienpaaren/mm spezifiziert. Leider ist diese Zahl lediglich ein Maß für die Packungsdichte der MCP-Filamente, denn die für das optische Auflösungsvermögen verantwortliche effektive Linienpaardichte liegt bei nur etwa 17 Linienpaare/mm (siehe Kap. 5.3.2). Die MCP und nicht der CCD-Chip ist somit nach dem Stand der Technik das auflösungsbegrenzende Element.

Die kamerainterne Abbildung ist bei maximaler Ausnutzung der MCP-Fläche so abgestimmt, daß das Bild des rechteckigen CCD-Chips ($a_{CCD} \times b_{CCD} = 6,3296 \text{ mm} \times 4,7476 \text{ mm}$) optimal in die kreisrunde Öffnung (Radius $r=25\text{mm}$) des MCP-Verstärkers eingepaßt wird.

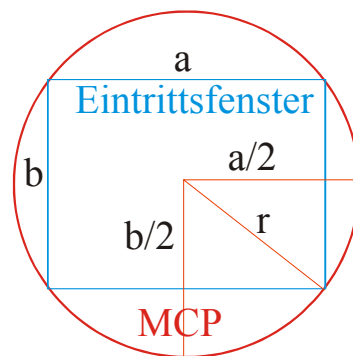


Abb. 25: Abstimmung der kamerainternen Abbildung auf die MCP und CCD Geometrie

Aus dem Seitenverhältnis η des CCD-Chips ($\eta=b/a=0,75$) kann man die Größe des CCD-Chips im Zwischenbild berechnen ($a=20\text{mm}$, $b=15\text{mm}$) und darüber den kamerainternen Abbildungsmaßstab M_K ermitteln:

$$b = \frac{2r}{\sqrt{1 + \frac{1}{\eta^2}}} \quad a = \frac{b}{\eta} \quad \Rightarrow \quad M_K = \frac{a_{CCD}}{a} = \frac{b_{CCD}}{b} \quad (41)$$

Man erhält $M_K=0,3$. Dieser Wert ist etwas kleiner als der in Tabelle 4 aufgeführte, um Störungen bei der Abbildung der Randbereiche der MCP auszuschließen. Die effektiv nutzbare Zwischenbildgröße liegt bei $a=19,5\text{mm}$ und $b=14,625\text{mm}$. Für die PSI

Bildaufnahmen wird zur Reduzierung der Datenmenge davon nur ein quadratischer Bereich von 512 Pixel x 512 Pixel entsprechend einer Fläche von $a_N=13,57\text{mm}$ und $b_N=13,09\text{mm}$ genutzt (Abb. 47).

Eine zweite Variante der Kalibrierung, die allerdings nur in Kombination mit dem QM1 Mikroskop realisiert werden kann, wird mit Hilfe des in Abb. 23 gezeigten Polarisationsdrehers durchgeführt. Dabei wird ein Interferenzmuster ([57], p. 350) ausgewertet, das durch die PSI Laserstrahlüberkreuzung entsteht, wenn sich zwei ebene Wellen unter einem Winkel $2\cdot\alpha$ schneiden (Abb. 26).

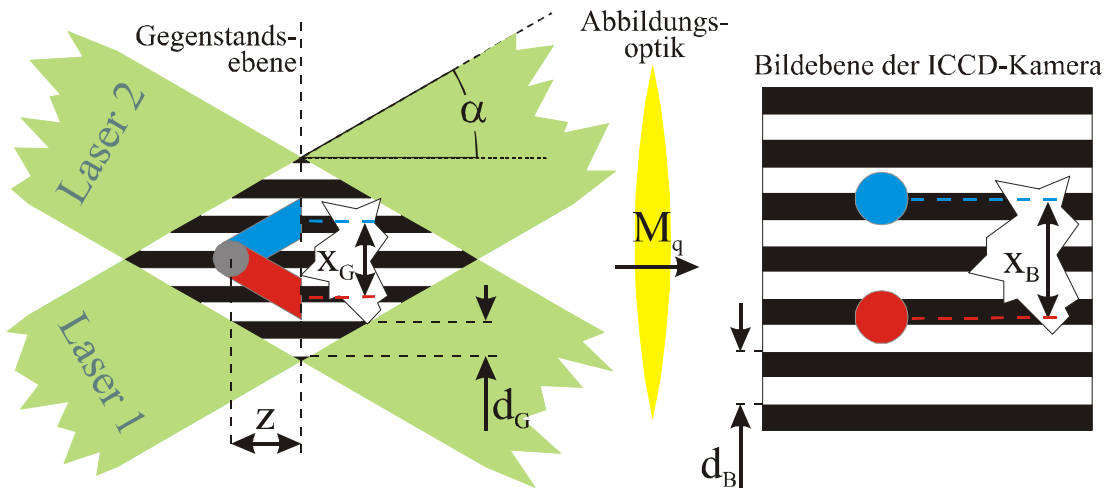


Abb. 26: LDA-Interferenzstreifenmuster zur Bestimmung von Abbildungsmaßstab und Axialkoordinate der Partikel

Die Bezeichnung „LDA-Interferenzstreifenmuster“ kommt aus der Anwendung bei der Laser-Doppler-Anemometrie zur Messung von Partikelgeschwindigkeiten. Die äquidistanten Interferenzstreifen, deren Streifenbreite d_G neben dem Winkel α nur von der Lichtwellenlänge λ abhängt, sind dabei in der Überkreuzungsebene parallel zur Winkelhalbierenden angeordnet

$$d_G = \lambda / (2 \sin \alpha) \quad (42)$$

Den Abstand d_G kann man bei bekannter Wellenlänge λ aus einer Winkelmessung bestimmen. Da das Interferenzmuster auch in der Bildebene der ICCD-Kamera vorliegt, ist die in Pixeleinheiten gemessene Streifenbreite d_B ebenfalls bekannt und kann zur Bestimmung von M_{CAL}^X verwendet werden

$$M_{CAL}^X = \frac{d_g}{d_b} \quad (43)$$

In Abb. 26 ist gleichzeitig eine sehr einfache Modellvorstellung veranschaulicht, über die man das Auseinanderwandern der beiden Teilschatten eines Partikels quantifizieren kann. Für kleine Entfernungen z des Partikels von der Gegenstandsebene kann man annehmen, daß die von den beiden Laserstrahlen auf die Gegenstandsebene projizierten Teilschatten ähnlich einem realen Objekt in die Bildebene der Kamera abgebildet werden. Zu jedem Abstand z von der Gegenstandsebene gehört somit ein Abstand x_G der projizierten Teilschatten, der über den Maßstabsfaktor M_{CAL}^X einem in Pixeln gemessenen Abstand X_B im Bild entspricht. Durch einen neu eingeführten Maßstabsfaktor M_T^X können die Partikel nach dieser Idee auf einfache Weise über Ihre Teilschattenbilder lokalisiert werden:

$$z = M_T^X \cdot X_B \quad \text{mit} \quad M_T^X = \frac{M_{CAL}^X}{2 \cdot \tan \alpha} \quad (44)$$

Der Maßstab M_T^X (bzw. α) wird in Kapitel 5.3.3 bestimmt, wobei auch die Gültigkeit von Gl. (44) bewiesen wird.

Über den Polarisationsdreher ist es möglich, das LDA-Streifenmuster je nach Bedarf ein- oder auszublenden. Bei einer zueinander senkrechten Ausrichtung der Polarisationsvektoren der beiden linear polarisierten Teilstrahlen können sich die Lichtamplituden weder verstärken noch auslöschen. Die Interferenz ist deshalb unterdrückt. Bei Parallelstellung dagegen sind die Interferenzbedingungen optimal und das Streifenmuster ist deutlich ausgeprägt, wie man an dem Bild der in Abb. 27 gezeigten Stecknadelspitze (mit Pulverpartikel) sehen kann.

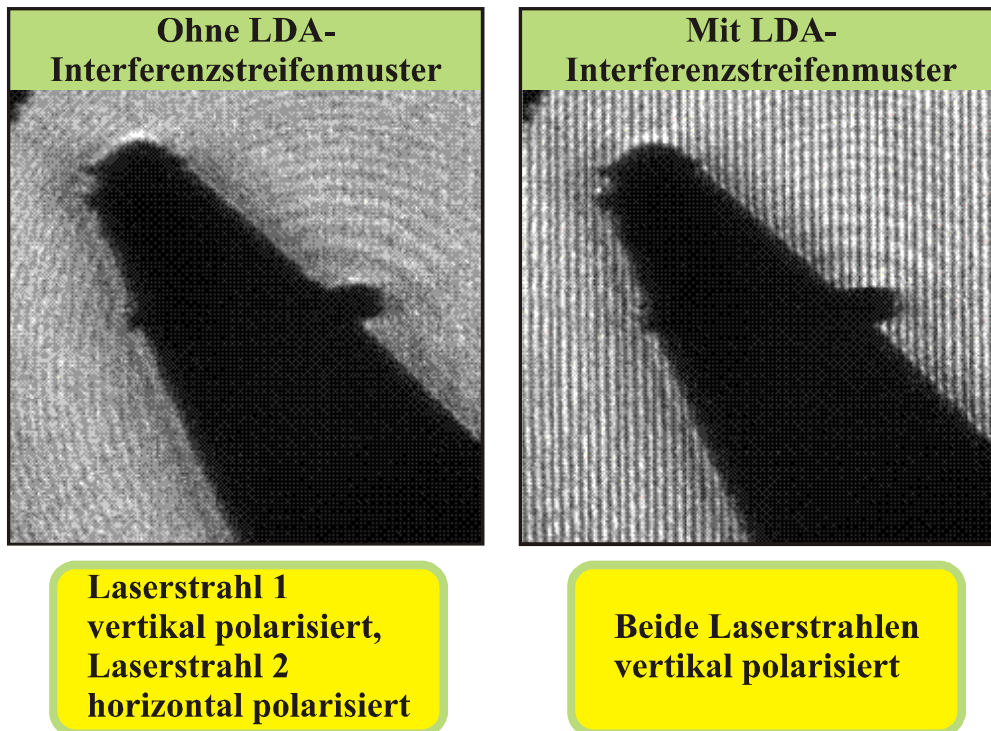


Abb. 27: Einblendung des LDA-Interferenzstreifenmusters zur Maßstabsbestimmung

Die Möglichkeit, das LDA-Streifenmusters auszublenden, ist für die nachfolgende Bildverarbeitung von großer Bedeutung, denn das Streifenmuster kann nachträglich nur mit großem Aufwand aus den Bildern eliminiert werden. Eine Kombination des PSI-Verfahren mit der Laser-Doppler-Anemometrie ist dann allerdings ausgeschlossen.

Bei Verwendung des QM100 Mikroskops sind die Schnittwinkel der Laserstrahlen deutlich größer als beim QM1 Mikroskop. Der resultierende LDA-Streifenabstand ist dadurch so klein, daß er nicht mehr vom optischen System aufgelöst werden kann. Da sich das LDA-Muster auch nicht mehr störend auf die Bildqualität auswirkt, können unter diesen Bedingungen LDA und PSI ohne Kompromisse gemeinsam betrieben werden. Die Maßstabskalibrierung nach der Interferenzstreifenmethode ist jedoch wegen der zu geringen Linienabstände unmöglich.

5.3.2 Auflösungsvermögen

Die maximal erzielbare Meßgenauigkeit von PSI ist durch das optische Auflösungsvermögen der eingesetzten Fernmikroskope begrenzt. Es wird in diesem Kapitel für die beiden Mikroskope QM1 und QM100 experimentell bestimmt, indem eine Foucault'sche Testplatte (Firma Heidenhain GmbH) im kleinstmöglichen Arbeitsabstand abgebildet wird. Sie besteht aus untereinander angeordneten Teststrukturen, die sich jeweils aus vier äquidistanten, entlang der Hauptrichtungen orientierten Linienpaargruppen zusammensetzen (Abb. 28).

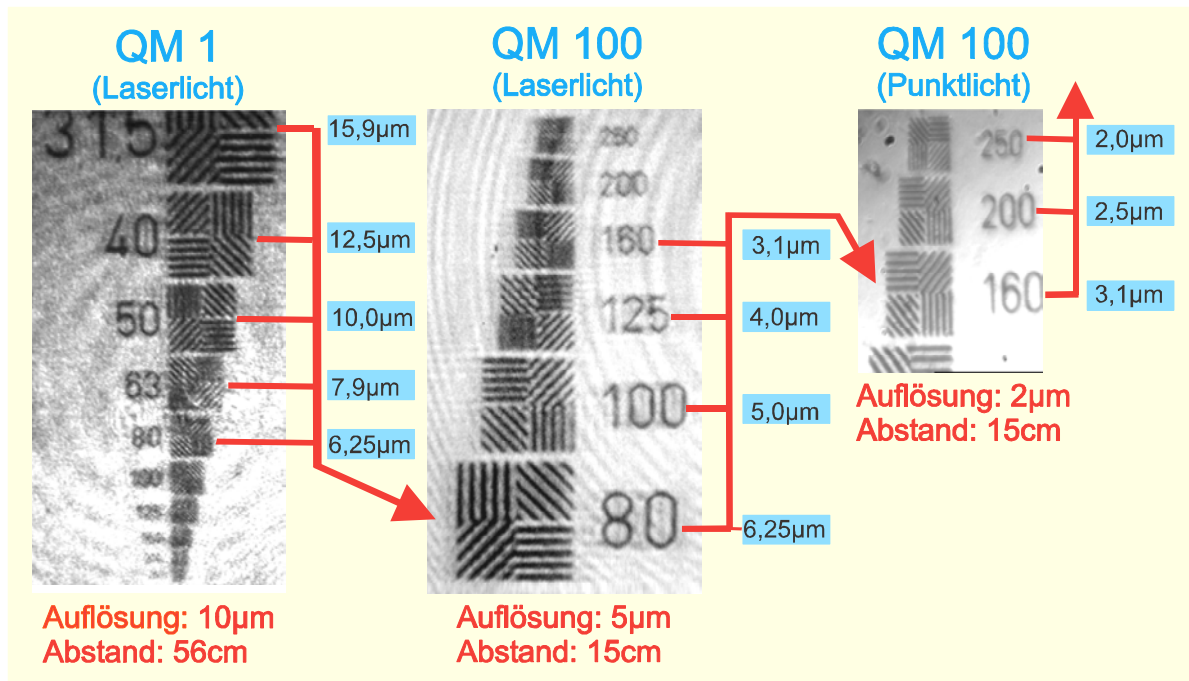


Abb. 28: Untersuchung des Auflösungsvermögens für QM1 und QM100 Mikroskope anhand einer Foucault'schen Testplatte

Die Strukturen sind im DIADUR-Verfahren (Chrombeschichtung) mit einer Schichtdicke von weniger als 0,1µm auf einen Glaskörper aufgedampft und besitzen eine Restlichtdurchlässigkeit < 0,1% (bei 550nm). Die Zahlenangaben neben den Strukturen auf dem Testtarget geben die zugehörige Linienpaardichte L in Lp/mm an, die in das jeweilige Auflösungsvermögen d_{Real} (Breite eines Streifens) umgerechnet werden kann (blaue Zahlenangaben in Abb. 28) :

$$d_{\text{REAL}} = \frac{1}{2 \cdot L} \quad (45)$$

Aus Abb. 28 ist also direkt das erzielte Sparrow-Auflösungsvermögen d_{Real} bestimmbar, indem man die Liniengruppe mit der höchsten Linienpaardichte heraussucht, deren Einzellinien noch getrennt erkannt werden können. Durch die Anordnung der Linien in horizontaler, vertikaler und unterschiedlicher diagonaler Richtung ist sogar eine richtungsabhängige Aussage möglich.

Bei der für PSI eingesetzten stereoskopischen Laserstrahlbeleuchtung ist auffällig, daß die diagonalen Linienpaare besser aufgelöst werden als vertikale oder horizontale Strukturen. Wenn man das erzielte Auflösungsvermögen darüber definiert, daß eine Teststruktur für alle Richtungen vollständig erkennbar sein soll, dann wurde mit dem QM1 Mikroskop ein d_{Real} von 10µm und mit dem QM100 Mikroskop von 5µm

erzielt. Diese Werte liegen deutlich unter den jeweils für die beiden Mikroskope spezifizierten Bereichen (inkohärentes Sparrow-Auflösungsvermögen) von $1,1\mu\text{m}$ (QM100) und $3\mu\text{m}$ (QM1).

Wird anstelle eines Lasers eine Punktlichtquelle (Schott KL 1500, Halogen Kaltlicht) eingesetzt, verschwindet die Richtungsabhängigkeit und die Auflösung des QM 100 Mikroskops ist besser als $2\mu\text{m}$ (eine kleinere Teststruktur für die Prüfung des maximalen Auflösungsvermögens von $1,1\mu\text{m}$ stand nicht zur Verfügung). Das rechte Bild von Abb. 28, in dem diese Effekte festgehalten sind, wurde mit einer herkömmlichen CCD-Kamera ohne Bildverstärker (Sony XC-75CE) aufgenommen. Die Lichtintensität der Punktlichtquelle ist für eine den Laseraufnahmen entsprechende Belichtungszeit von 5ns nicht ausreichend.

Eine befriedigende Erklärung aller aufgeführten Phänomene ist mit der skalaren Wellentheorie (Kapitel 4.1) allein nicht möglich. Die Problematik kann aber stark eingegrenzt werden. Außerdem wurden durch zusätzliche Überprüfungen bezüglich der optischen Abbildung und der Bildaufnahme vordergründige Fehlerquellen so gut wie möglich eliminiert.

Es kann ausgeschlossen werden, daß die Auflösungsbegrenzungen durch eine unsachgemäße Bilddigitalisierung mit der 4 Picos Kamera hervorgerufen wird. Bei der Sony Kamera hätte trotz nahezu gleicher Pixelauflösung eine bessere Abtastung erzielt werden können, da keine kamerainterne Zwischenabbildung nötig ist. Die vom Kamerahersteller durchgeführte Messung der Modulations-Transfer-Funktionen (MTF, Abb. 29) belegen aber, daß die in Tabelle 5 spezifizierten Auflösungsgrenzen glaubhaft sind. Die MTF-Funktion fällt bei etwa 17 Lp/mm unter die für das Auflösungsvermögen definierte 3% Grenze. Mit einem Abbildungsmaßstab von $M_Q = 24.5$ sollten deshalb nach dem Nyquist Theorem keine Einschränkungen durch eine Unterabtastung bis zu einer Auflösung von $1,2\mu\text{m}$ auftreten.

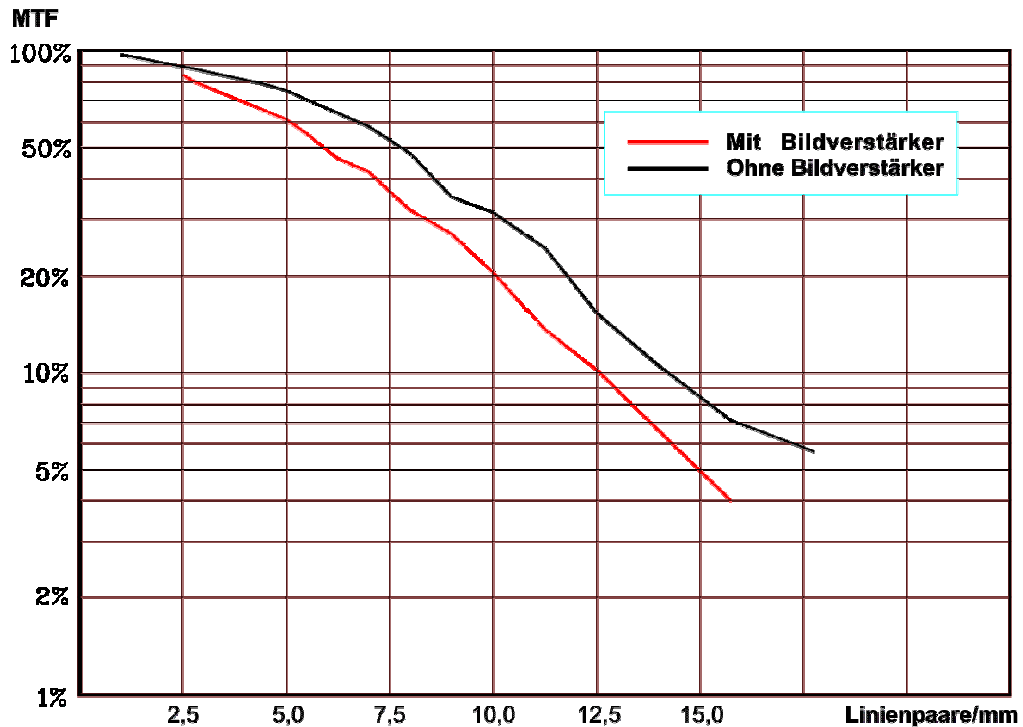


Abb. 29: Modulations-Transfer-Funktion (MTF) der 4Picos Kamera (Quelle: Stanford Computer Optics)

Der Vergleich der MTF Kurven (siehe Kap. 8.1.4) für die Video-Einheit alleine und für das Kamerasystem mit Bildverstärker (MCP) zeigt außerdem, daß das auflösungs-begrenzende Element der Bildverstärker (MCP) und nicht der CCD-Chip ist.

Abtastbare Auflösung vor der MCP	ca. 17 Linienpaare/mm
Nyquist Auflösung in Pixeln	ca. 650 x 488

Tabelle 5: Auflösungsgrenzen der 4Picos Kamera

Fehler bei der Diskretisierung des Bildes sind auch aus einem zweiten Grund unwahrscheinlich: Bei Betrachtung des Testtargets mit dem bloßen Auge über einen zuschaltbaren Strahlteiler und ein stark vergrößerndes Okular des Questar-Mikroskops treten die beschriebenen Effekte in gleicher Weise auf.

Sie können deshalb nur ein Resultat dreier unterschiedlicher Eigenschaften von punktförmiger Kaltlichtquelle und Laserstrahlbeleuchtung sein:

- Die Punktlichtquelle erzeugt kein gerichtetes Strahlenbündel, sondern strahlt divergent in einen großen Winkelbereich.
- Die Punktlichtquelle ist inkohärent.
- Die Punktlichtquelle ist multispektral.

Das außerordentlich hohe mit der Punktlichtquelle erzielte Auflösungsvermögen kann noch durch einen anderen Trick erreicht werden. Man positioniert dazu ein dünnes Papier als Streuscheibe unmittelbar vor die Foucault'sche Testplatte und beleuchtet es mit der stereoskopischen PSI-Laserstrahltechnik. Bei unbewegter Streuscheibe kann mit dem Auge zuerst nur die Struktur des Papiers selbst beobachtet werden. Sobald man aber die Streuscheibe bewegt, tritt für das Auge des Beobachters ein Mittelungseffekt auf. Die Strukturierung der Streuscheibe wird nur noch als homoge-

ner Bildhintergrund wahrgenommen und die unbewegten Linienpaare der Testplatte können mit der erhöhten Auflösung identifiziert werden.

Die in diesem Versuch durch die Streuscheibe simulierte Lichtquelle ist im Gegensatz zur Kaltlichtquelle monochromatisch. Durch die Streuung des Laserlichts an vielen Streuzentren im Papier wird statistisch gesehen die Kohärenz der Laserstrahlen zerstört, d.h. die Quelle ist ebenfalls inkohärent und ihre Abstrahlcharakteristik entspricht einer punktförmigen Lichtquelle. Sowohl die erhaltene Inkohärenz als auch die punktförmige Abstrahlcharakteristik kommen als Ursache für die Steigerung des Auflösungsvermögens in Frage. Da der Versuch nur erfolgreich ist, wenn sich die Streuscheibe unmittelbar vor der Testplatte befindet, ist die Auflösungssteigerung mit großer Wahrscheinlichkeit der ungerichteten, punktförmigen Beleuchtung zuzuschreiben und nicht den Kohärenzeigenschaften. Aus der Mikroskopie ist ein ähnlicher Effekt bekannt. Dort werden zur Auflösungserhöhung Goldatome als Streuzentren zusammen mit der Probe auf den Objektträger aufgebracht.

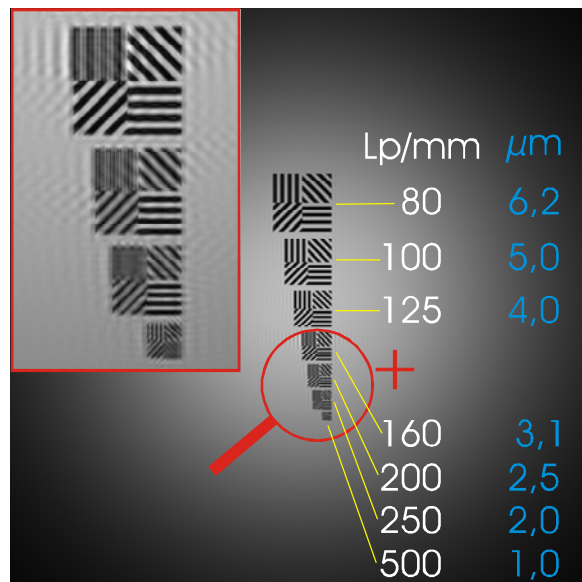


Abb. 30: Simulierte Abbildung einer gaußförmig (Laserstrahldurchmesser 1125µm), entsprechend der PSI-Technik, beleuchteten Foucault'schen Testplatte bei Verwendung eines Questar QM100 Mikroskops

Bei der in Kap. 4.1 beschriebenen, auf der skalaren Wellentheorie basierenden Simulation der PSI Abbildung tritt ebenfalls eine Richtungsabhängigkeit im Auflösungsvermögen auf (Abb. 30). Im Gegensatz zum Experiment (5µm Auflösung) verschlechtert sich das Auflösungsvermögen aber erst ab einer Linienbreite von 2,5µm und erst bei 2µm sind die vertikalen Linienpaare nicht mehr getrennt zu erkennen. Im Experiment kann sich die Auflösung auch durch ein etwas defokussiertes Testtarget geringfügig verschlechtern. Mit der verwendeten Positioniereinrichtung sind nur diskrete Positionen im Abstand von 6,25µm ansteuerbar.

Der Vergleich zwischen Experiment und Simulation zeigt, daß die skalare Wellentheorie für die betrachteten Strukturen unterhalb einer Größe von etwa 5µm nicht mehr ausreichend ist. Man kann dies durch das abweichende Lichtstreuverhalten mikroskopisch kleiner Objekte erklären (siehe Kap. 5.6.3). Für kugelförmige Partikel muß in diesem Größenbereich die Mie-Streutheorie angewendet werden. Bei beliebig geformten Objekte, wie der Foucault'schen Testplatte, werden weiterführende numerische Verfahren benötigt [58].

Die experimentelle Untersuchung (Abb. 28) über ein Auflösungs-Testtarget läßt sich im Gegensatz zu den Modellrechnungen mit verhältnismäßig wenig Aufwand durchführen und man kann dadurch gut beurteilen, welcher Auflösungsgewinn durch die Verwendung des QM 100 Mikroskops anstelle des QM 1 Mikroskops erzielt werden kann. Dies ist besonders hinsichtlich des experimentellen Mehraufwandes hilfreich, der beim Einsatz des besser auflösenden QM 100 Fernmikroskops entsteht. Durch den verkürzten Arbeitsabstand sind umfangreiche Maßnahmen zum Schutz vor Hitze und Staub nötig.

Einfach läßt sich auch zeigen, daß Abbildungsmaßstab und Bildfeld gut auf die im Bereich des Thermischen Spritzens zu messenden Partikelgrößen von $5\mu\text{m}$ bis $100\mu\text{m}$ Durchmesser angepaßt sind. Dazu wurden von einem Target mit kreisförmigen Teststrukturen Aufnahmen gemacht und innerhalb des verwendeten Bildbereiches (rot) angeordnet (Abb. 31).

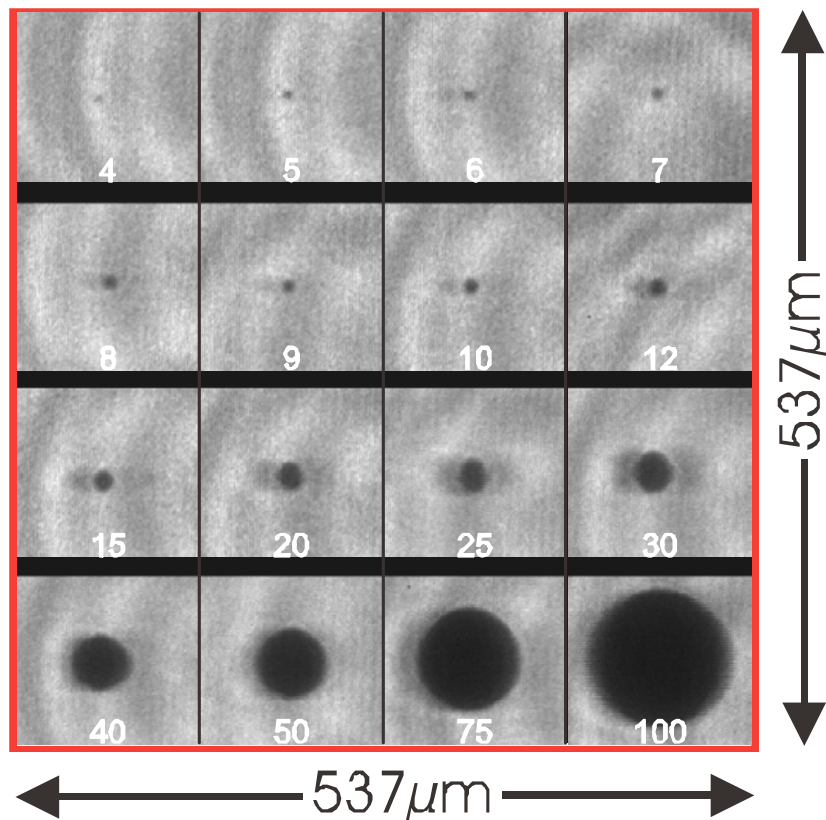


Abb. 31: Größenvergleich verschiedener Testpartikel

Die Zahlenangaben geben dabei jeweils den Durchmesser der Kreisscheibe in μm an. Ein $4\mu\text{m}$ Partikel kann demnach zwar noch aufgelöst werden, eine Formbewertung ist jedoch erst bei größeren Durchmessern möglich. Für sehr feinkörnige Pulver kann das PSI-System speziell auf kleinere Durchmesser abgestimmt werden, indem ein größerer Abbildungsmaßstab (maximal Faktor 34) und ein kleineres Gesichtsfeld gewählt wird. Bei den Mikroskopen wird dazu eine Zerstreuungslinse passender Vergrößerung am Mikroskopausgang ausgetauscht. Der Zusammenhang zwischen Gesichtsfeld und Arbeitsabstand für die zur Wahl stehenden Zerstreuungslinsen ist in Abb. 32 dargestellt.

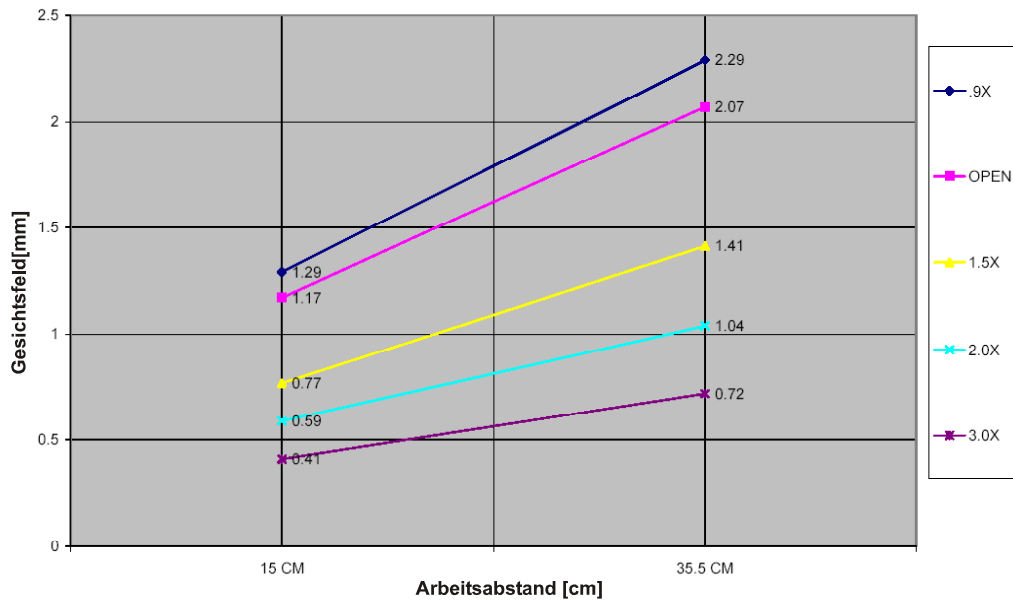


Abb. 32: Gesichtsfeld des Questar QM 100 Mikroskops (Herstellerangabe)

Für die Aufnahmen von Abb. 31 wurde eine 2,0X Linse verwendet (blaue Kurve), die für die Anpassung auf kleine Partikel durch die 3,0X Linse (lila Kurve) ersetzt werden kann. Eine Vergrößerung des Arbeitsabstandes sollte falls möglich vermieden werden, da er immer mit einem Verlust an Auflösung verbunden ist.

5.3.3 Tiefenschärfe und Meßvolumen

Wie in Kapitel 5.1 gezeigt wurde beruht das PSI-Meßprinzip auf einer stereoskopischen Beleuchtungstechnik, mit deren Hilfe der jeweilige Abstand der beobachteten Pulverpartikel zur Gegenstandsebene bestimmt werden kann. Mit zunehmender Entfernung von der Gegenstandsebene ist es dabei unvermeidbar, daß die Abbildung der Objekte an Schärfe verliert, indem Beugungserscheinungen oder Verschmierungseffekte entlang der Kanten auftreten. Unter Tiefenschärfe bzw. Schärfentiefe (Δa) eines Abbildungssystems versteht man nun denjenigen Abstandsbereich ($a_H - a_V$) von der Gegenstandsebene (G), der unter Tolerierung einer gewissen bildseitigen Unschärfe D_ε abgebildet werden kann.

Quantitativ wird die Tiefenschärfe in der geometrischen Strahlenoptik abgeschätzt, indem man den Durchmesser des Unschärfekreises D_ε berechnet, der sich geometrisch gesehen um den Zentralstrahl jedes Bildpunktes bildet und der die Größe eines „Airy-Beugungsscheibchens“ besitzt (Abb. 33).

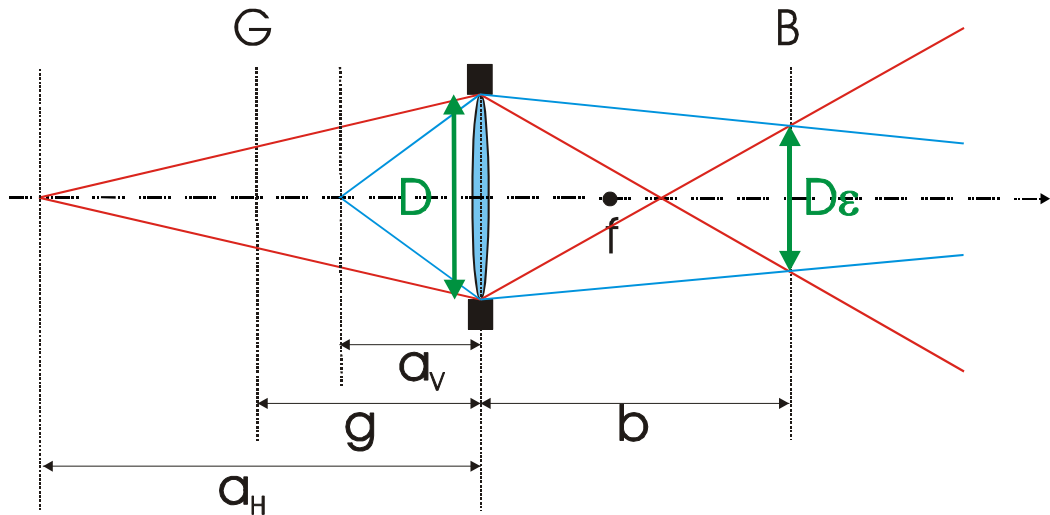


Abb. 33: Tiefenschärfebereich ($a_H - a_v$) einer Linse mit Aperturdurchmesser D und Brennweite f für eine tolerierte Unschärfe D_ϵ

Die Vordertiefe a_v und die Hintertiefe a_H definieren den Tiefenschärfebereich [59] Δa :

$$\Delta a = a_H - a_v; \quad a_H = \frac{g}{1-x}; \quad a_v = \frac{g}{1+x} \quad \text{mit} \quad x = \frac{k(g+f)}{f^2} D_\epsilon \quad \text{und} \quad k = \frac{f}{D} \quad (46)$$

Die Tiefenschärfe ist im Wesentlichen von der Blendenzahl k des Objektivs abhängig. Wenn Vordertiefe und Hintertiefe bekannt sind, läßt sich die zugehörige Gegenstandsweite g für die beste Scharfeinstellung berechnen:

$$g \approx \frac{2 \cdot a_v \cdot a_H}{a_v + a_H} \quad (47)$$

Für die Anwendung bei der Mikroskopie können die Gleichungen stark vereinfacht werden. Mit den Näherungen $f \approx g$ und $x \ll 1$ gilt:

$$\Delta a = \frac{2 \cdot g \cdot x}{f^2} \quad (48)$$

Wenn man zusätzlich noch annimmt, daß die tolerierte Unschärfe D_ϵ etwa dem um den Abbildungsmaßstab vergrößerten Sparrow-Auflösungsvermögen aus Gl. (103) entspricht, dann wird die quadratische Abhängigkeit der Tiefenschärfe Δa von der Blendenzahl k deutlich:

$$\Delta a = \frac{2,97558 \cdot 4 \cdot \lambda}{\pi} \cdot k^2 \quad (49)$$

Hohe Auflösung und große Tiefenschärfe sind also zwei Eigenschaften, die sich gegenseitig ausschließen. Eine Vergrößerung der Tiefenschärfe kann durch telezentrische Objektive erzielt werden, auf die in dieser Arbeit aber nicht näher eingegangen wird.

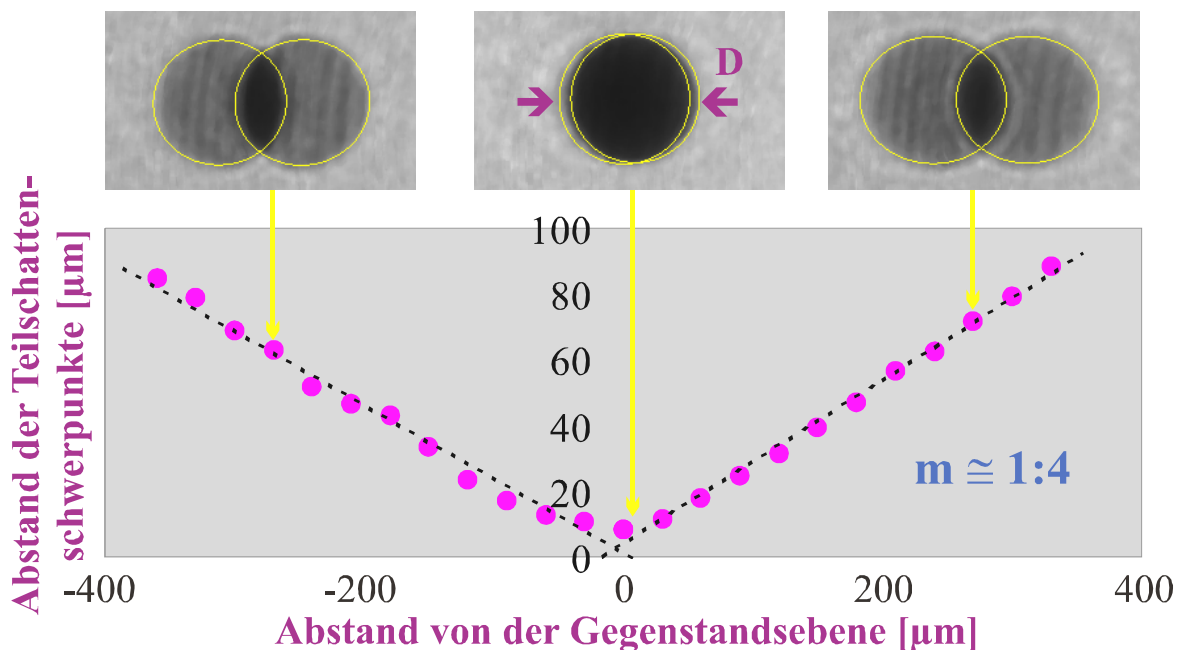
In Tabelle 6 sind quantitative Zahlenangaben einer Tiefenschärfeabschätzung für das QM100 Mikroskop angegeben. Für D_ϵ wurde einerseits das Sparrow-Auflösungsvermögen und andererseits die Hälfte des in Kap. 5.3.2 experimentell bestimmten QM100 Auflösungsvermögens ($5\mu\text{m}$) verwendet.

$D\varepsilon = 1,2\mu\text{m} * M_Q$	$a_H - g$	141,5 μm
	$a_V - g$	141,3 μm
	Δa	282,8 μm
$D\varepsilon = 5\mu\text{m} * 0,5 * M_Q$	$a_H - g$	294,0 μm
	$a_V - g$	295,2 μm
	Δa	589.2 μm

Tabelle 6: Tiefenschärfeabschätzung für das QM100 Mikroskop

Nach den theoretischen Abschätzungen von Tabelle 6 ist der Tiefenschärfebereich des PSI-Systems groß genug, um die stereoskopische Partikellokalisierung gewinnbringend einzusetzen. Um diese Aussage auch in der Praxis zu beweisen, wurde das Partikeltesttarget von Abb. 31 über eine 3-Achsen-Verfahreinrichtung in unterschiedlichen Entfernungen von der Gegenstandsebene positioniert und photographiert. Die Bilder des 100 μm Testpartikels wurden dann durch das in Kapitel 6.2 beschriebene automatisierte Bildverarbeitungsverfahren ausgewertet.

Als erstes sollte damit das in Kapitel 5.3.1 aufgestellte Modell bestätigt werden, nach dem in erster Näherung der Abstand der beiden Teilschatten direkt proportional zum Abstand von der Gegenstandsebene (siehe Gl. (44)) ist.


 Abb. 34: Bildauswertung eines 100 μm Testpartikels, das in unterschiedlichen Abständen von der Gegenstandsebene positioniert und photographiert wurde.

Wie man anhand von Abb. 34 sehen kann, ist diese Annahme in guter Näherung erfüllt. Die eingezeichneten Ausgleichsgeraden besitzen eine Steigung $m=1 : 3,92$, aus der sich der halbe Schnittwinkel α der Laserstrahlen (siehe Abb. 26) und der Tiefenmaßstab M_T^X berechnen lassen:

$$\text{Halber Schnittwinkel: } \alpha = \arctan\left(\frac{m}{2}\right) \quad \text{Tiefenmaßstab: } M_T^X = \frac{M_{CAL}^X}{m} \quad (50)$$

Man erhält die in Tabelle 7 angegebenen Zahlenwerte.

Geradensteigung m	1 : 3,92 = 0,255
Halber Schnittwinkel α	7,27 Grad
Tiefenmaßstab M_T^X	4,21 $\mu\text{m}/\text{Pixel}$

Tabelle 7: Tiefenmaßstab und Laserschnittwinkel

Der Schnittwinkel α ist in guter Übereinstimmung mit dem aus der Geometrie des QM100 Mikroskops berechneten optimalen Einkoppelwinkel $\alpha_{\text{OPT}} / 2$ von 7,50 Grad (Tabelle 2).

In Abb. 34 sind für drei Abstände von der Gegenstandsebene exemplarisch auch die Bilder des Testpartikels dargestellt. Sie sollen zeigen, wie gut die beiden Partikelschatten durch die einbeschriebenen Ellipsen genähert werden. Die Bilder entsprechen nicht mehr den originalen Kameraaufnahmen, sondern sind bereits durch Bildrestaurierungsmaßnahmen für die automatisierte Auswertung vorbereitet. Dennoch sind gerade für große Abstände von der Gegenstandsebene bereits erste Beugungserscheinungen erkennbar. Sie sind im rechten Bild an der Übergangszone zwischen Voll- und Teilschattenbereich besonders ausgeprägt.

Die Entfernung des runden Testpartikels von der Gegenstandsebene kann wegen der angesprochenen Tiefenschärfeproblematik auch nicht ohne Auswirkungen auf die Form- und Größenerkennung bleiben. Bei den aufgenommenen Bildern wurde deshalb sowohl großer (A) und kleiner (B) Ellipsendurchmesser als auch deren Relation als Funktion des Abstandes zur Gegenstandsebene untersucht.

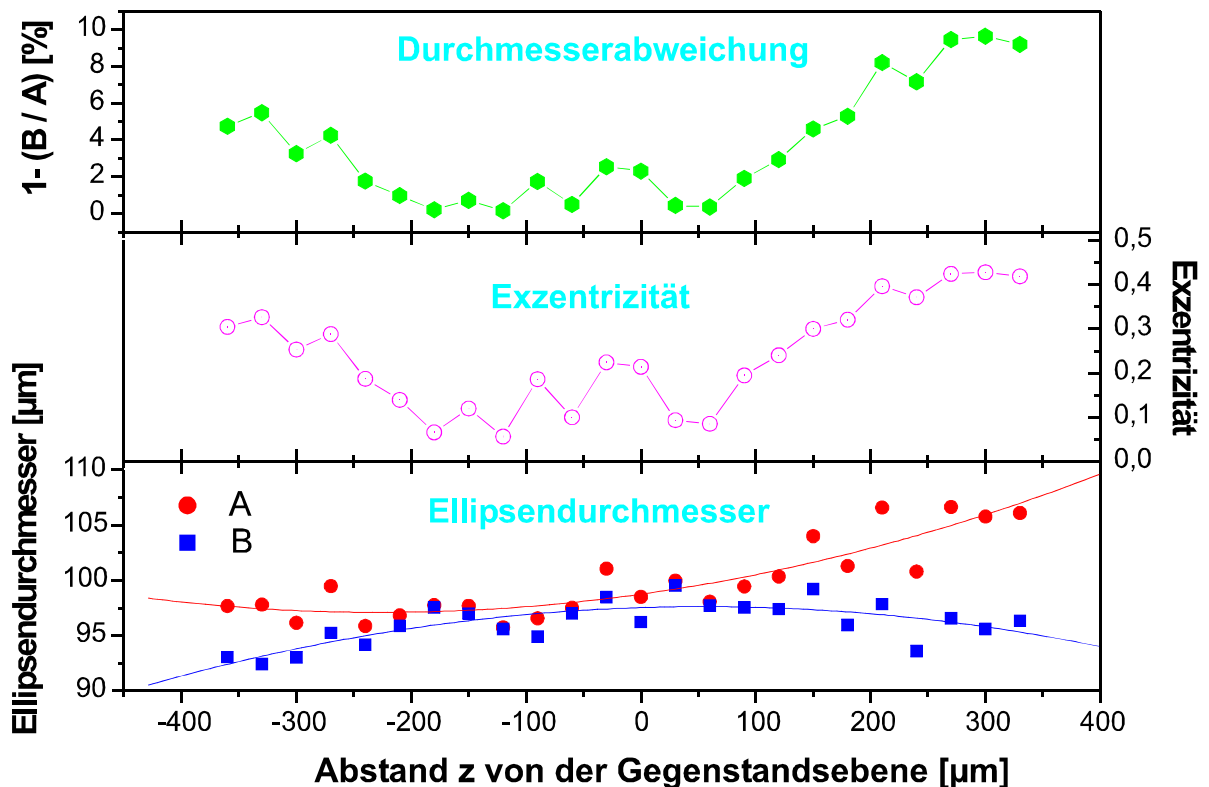


Abb. 35: Bewertung der Form- und Größenerkennung in Abhängigkeit vom Abstand zur Gegenstandsebene

Das in Abb. 35 dargestellte Ergebnis wird nicht nur durch Schärfenänderungen der Abbildung, sondern auch durch die Qualität und Genauigkeit des Bildauswerteprozesses (siehe Abb. 34) beeinflusst. Die runde Form des Testpartikels mit Durchmes-

ser 100µm wird nur im Abstandsbereich $z=-200\mu\text{m}$ bis $z=100\mu\text{m}$ akzeptabel bestimmt. Die Durchmesserabweichung von der runden Form liegt dort unter ca. 4%. Der experimentell bestimmte Tiefenschärfebereich beträgt demnach etwa 300µm.

Dieser Versuch hat auch gezeigt, daß das Meßvolumen kleiner als der Überschneidungsbereich der beiden Laserstrahlen zu wählen ist. Die Teststruktur konnte noch in mehr als 1,5mm Entfernung von der Gegenstandsebene beobachtet werden. Die beiden Teilschatten sind dann weit voneinander getrennt und wegen des fehlenden Überlappungsbereiches (Vollschatten) würde die Zuordnung der Partikelschatten erschwert werden. Die Bilder sind außerdem extrem unscharf und durch breite Beugungsringe um die Teilschatten beeinträchtigt. Es ist somit notwendig, den Abstand der Teilschatten zur Unterscheidung zwischen unscharfen und scharfen Partikeln heranzuziehen.

Im Vorgriff auf Kapitel 5.4 ist in diesem Zusammenhang eine wichtige Eigenschaft des als Zusatzsystem integrierten Triggers anzuführen. Er kann zwischen Voll- und Teilschattenintensitäten unterscheiden und ermöglicht dadurch eine Partikel-Vorauswahl. Als Auswahlkriterium kann ein vorhandenes Überlappen der Teilschatten eingestellt werden, das geometrisch nur auftreten kann, wenn die Teilschatten weniger als einen Partikeldurchmesser voneinander entfernt sind. Da die verwendete Kamera entsprechend der Video Norm nur alle 40ms ein Vollbild aufnehmen kann, ist durch die Trigger-Vorauswahl die Wahrscheinlichkeit groß, daß aus der Vielzahl der in dieser Zeit vorbeifliegenden Partikel ein nahezu scharf abgebildetes erfaßt wird.

Die Tiefe t des Meßvolumens ist nach dieser Definition vom jeweiligen Durchmesser des Partikels abhängig. Die maximalen seitlichen Begrenzungen sind über das Gesichtsfeld des Fernmikroskopie Objektives gegeben. Da für die Bildaufnahmen aber nur ein 512 Pixel x 512 Pixel großer Bildausschnitt verwendet wird, ist die betrachtete Fläche ($w \times w$) mit $537\mu\text{m} \times 537\mu\text{m}$ entsprechend kleiner. Insgesamt ist das Meßvolumen V für ein Partikel mit Durchmesser D also

$$V(D) = t \cdot w^2 \quad \text{mit} \quad t = 2 \cdot \frac{D}{m} \quad (51)$$

groß. Für das 100µm Partikel mit $t=784\mu\text{m}$ und $w=537$ liegt V bei $0,226 \text{ mm}^3$.

Die Abhängigkeit der Meßvolumengröße vom Partikeldurchmesser ist bezüglich einer Partikelratenbestimmung problematisch. Für eine verlässliche Größenmessung ist es sinnvoll, bei kleineren Partikeln eine geringere Beeinträchtigung durch Tiefenschärfefeffekte zuzulassen, um den relativen Meßfehler konstant zu halten. Da das Meßvolumen zwar variabel, aber nicht unbestimmt ist, sollte es möglich sein, Partikelratenstatistiken unter Berücksichtigung der Partikelgrößenverteilung zu korrigieren.

5.3.4 Durchlicht- und Dunkelfeld-Aufnahmetechnik

Bei der Beleuchtung bietet das PSI-Meßverfahren die Möglichkeit, zwischen einer Durchlicht- und einer Dunkelfeldtechnik zu wählen. Der Unterschied zwischen beiden Methoden besteht darin, daß bei der Dunkelfeldtechnik das vom Objekt ungebeugte Licht der beiden Laserstrahlen nicht erfaßt wird. Man kann dazu z.B. die natürliche Blendenbegrenzung des Cassegrain-Mikroskops einsetzen (Abb. 11). Durch einen sehr großen Überkreuzungswinkel der Laserstrahlen werden diese an der Außenbe-

grenzung des Objektivdurchmessers (D_K) vorbeigeleitet oder sie treffen bei sehr kleinem Kreuzungswinkel auf den abgeblendeten Bereich im Objektivzentrum (D_S). Wenn man aber Durchlicht- und Dunkelfeldtechnik bei unverändertem Laserstrahlkreuzungswinkel direkt miteinander vergleichen will, muß man eine zusätzliche Dunkelfeldblende vor den Laserstrahleintrittspunkten auf dem Objektiv anbringen. Letztere Technik wurde für die experimentelle Beurteilung des Dunkelfeldverfahrens eingesetzt, wobei die Dunkelfeldblenden in etwa den Laserstrahldurchmessern angepaßt wurden. Für die Computersimulationen, wurden die Laserstrahlen auf das Objektivzentrum gerichtet, da sonst die Berechnung einer modifizierten Eintrittsapertur erforderlich gewesen wäre. Experiment und Simulation sind dadurch zwar nicht direkt miteinander vergleichbar, aber für einen in diesem Kapitel angestrebten qualitativen Vergleich von Dunkelfeld- und Durchlichtbeleuchtung sind die Ergebnisse ausreichend.

Durch die Dunkelfeldblende wird, stark vereinfacht, eine von der Größe der Blende abhängige Hochpaßfilterung der räumlichen Periodizität des Bildes vorgenommen. Dadurch treten Ecken- und Kantenübergänge im Bild deutlich hervor, während flächige, ausgedehnte Strukturen wie z.B. ein homogener Bildhintergrund unterdrückt werden und deshalb dunkel erscheinen. Die Dunkelfeldbeleuchtung wird eingesetzt, um besonders kleine Objekte mit besserem Kontrast aus dem Bild hervorzuheben.

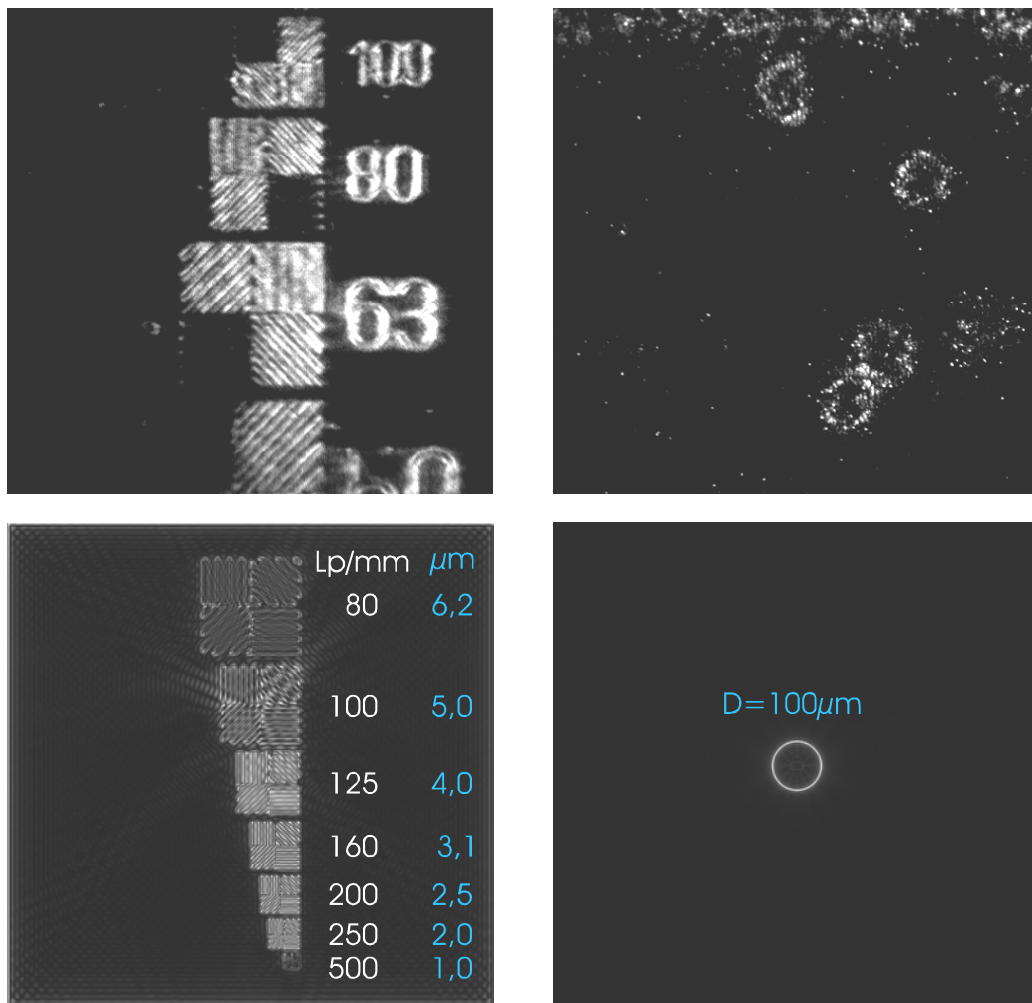


Abb. 36: Dunkelfeldaufnahmen einer Foucault'schen Testplatte (links oben) und von Pulverpartikeln (rechts oben) bei 42ns Belichtungszeit. Die zugehörigen Computersimulationen sind in den unteren beiden Bildern dargestellt.

Bei den in Dunkelfeldtechnik aufgenommenen Bildern der Foucault'schen Teststruktur (Abb. 36, links oben) konnte das Auflösungsvermögen der Durchlichtbeleuchtung (Abb. 28) nicht annähernd erreicht werden. Man kann sicherlich noch deutliche Verbesserungen durch eine optimierte Dimensionierung und Positionierung der Dunkelfeldblende erzielen und sollte deshalb die unterdrückten vertikalen Linienpaarstrukturen nicht überbewerten. Aber auch bei gleicher Auflösung sind die benötigten Belichtungszeiten von 42ns deutlich zu lang gegenüber der 5ns Einstellung im Durchlichtverfahren. Für die Aufnahmen ist außerdem eine sehr hohe Bilddynamik erforderlich. Ein Großteil der Objektkontur ist im Bild noch kaum zu erkennen, wenn bereits stark streuende Objektkanten zu einer lokalen Überbelichtung (Gefahr der Kameraschädigung!) führen. Bei der Aufnahme realer Pulverpartikel (Abb. 36, rechts oben) erschwert die unregelmäßige, dreidimensionale Kantenstruktur der Partikel noch zusätzlich die Konturerkennung. Mit dem Dunkelfeldverfahren kann man daher nicht die für die Bildverarbeitung vorteilhaften geschlossenen Umrißkonturen erhalten, wie sie in der Computersimulation für ein 100µm Partikel (Abb. 36, rechts unten) berechnet werden. Die simulierte Foucault-Teststruktur (Abb. 36, links unten) zeigt außerdem, daß bei abnehmender Linienbreite die Betonung der Linienkante abnimmt und dafür die Linienfläche zunehmend heller erscheint.

Mit einer reinen Streulichtbeleuchtung läßt sich das PSI-Konzept der stereoskopischen Positionsbestimmung nicht realisieren. Sie wird aber bei anderen Meßverfahren wie z.B. der Particle-Image-Velocimetry (PIV) eingesetzt. Am Vergleich von PIV Aufnahmen mit PSI Bildern kann man zeigen, daß die Beleuchtungs- und Aufnahmetechnik zu charakteristischen Bildeigenschaften führt, die im Bildauswerteverfahren berücksichtigt werden müssen. Bei der Particle-Image-Velocimetry erfolgt die Beleuchtung über einen Lichtfächer (light sheet) und die Partikel werden senkrecht dazu fotografiert.

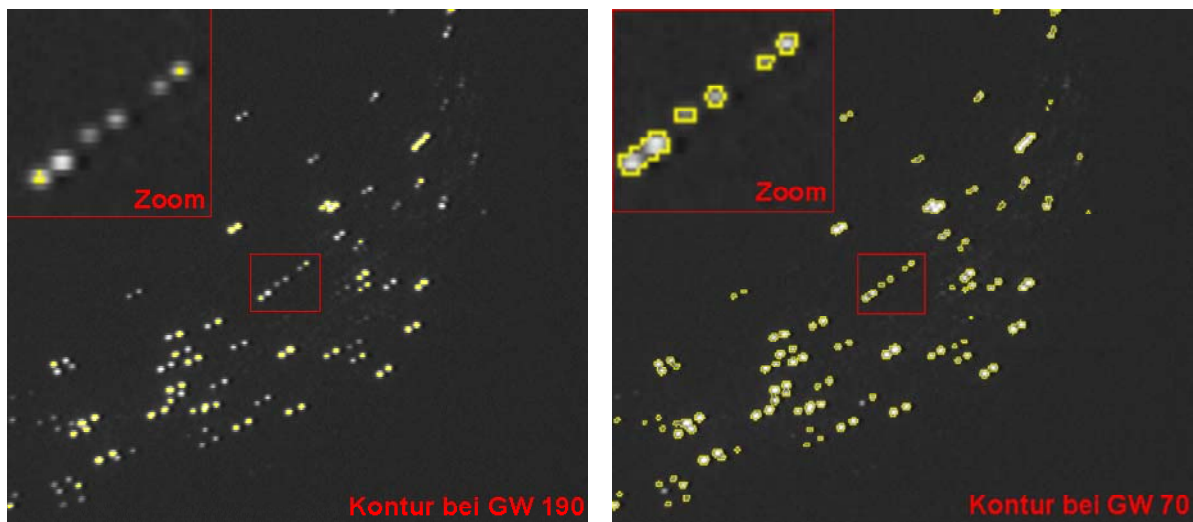


Abb. 37: PIV Aufnahme (Quelle: Universität Dortmund, Lehrstuhl für Werkstofftechnologie) mit eingezeichneten Konturen für Grauwertschwellen 190 und 70

Man kann daher nicht erwarten, daß wie bei dem PSI Durchlichtverfahren, im Wesentlichen nur drei Intensitätsstufen entsprechend Voll-, Halbschatten und Bildhintergrund auftreten. Die in der PIV Aufnahme von Abb. 37 eingezeichneten Konturlinien für zwei verschiedene Grauwertschwellen zeigen, daß die Partikelintensitäten bei Streulichtaufnahmen sehr uneinheitlich sind. Sie hängen von Ort, Größe und Oberflächenbeschaffenheit der Partikel ab. Im linken Bild würde man mit einer Grauwertschwelle von 190 nur wenige Partikel erfassen. Im rechten Bild dagegen, sind fast

alle Partikel in die Bildauswertung eingeschlossen. Es entstehen dann aber Fehler durch die Zusammenfassung mehrerer Einzelpartikel zu einer Gruppe. Die PSI-Bildauswertung (Kap. 6.2) ist daher nicht auf PIV Bilder übertragbar. Gradientenbasierte Verfahren, die Intensitätsübergänge an Objektkanten auswerten, liefern dort wahrscheinlich bessere Ergebnisse.

5.3.5 Störeinflüsse auf das PSI System

Das Partikel-Shape-Imaging Verfahren ist bereits durch seine Konzeption gegenüber vielen äußeren Störeinflüssen unempfindlich. Trotzdem gibt es Effekte, die auch dieses Verfahren beeinträchtigen und die daher so gut wie möglich ausgeschaltet oder kompensiert werden müssen. Die Aufklärung der Störursache ist dafür der erste Schritt.

Bei einer auf das Thermische Spritzen ausgerichteten Diagnostik stellt sich zu allererst die Frage nach den Wechselwirkungen mit der Plasmaflamme des Spritzstrahls (siehe Kap. 5.3.5.3). Neben externen Störgrößen treten bei neu entwickelten Meßverfahren naturgemäß aber auch systembedingte Fehler auf. Dazu gehören die in Kap. 5.3.5.1 diskutierten Interferenzerscheinungen. Auch technische Limitierungen kann man im weitesten Sinne als Störungen begreifen. Bei der Beurteilung eines bildgebenden Verfahrens wird meist von der nahezu perfekten Bildqualität herkömmlicher CCD-Kameras oder Photoapparate ausgegangen. Bildverstärkerkameras können beim momentanen Stand der Technik aber noch nicht an diesem Maßstab gemessen werden. In Kap. 5.3.5.2 werden deshalb zwei bildqualitätsbegrenzende Faktoren vorgestellt, die eine automatisierte Bildverarbeitung erschweren und in diesem Sinne „störend“ wirken.

5.3.5.1 Störungen durch Interferenzeffekte

Die mit PSI aufgenommenen Bildern sind durch ein ringförmiges Interferenzmuster (Abb. 38) gestört, das sich selbst bei Beleuchtung mit nur einem Laserstrahl nicht unterdrücken läßt. Da für die Beleuchtung kohärentes Licht eingesetzt wird, können verschiedene Ursachen wie verschmutzte Linsen- oder Spiegeloberflächen, Blendenbegrenzungen oder strahlenganginterne Reflexionen für seine Entstehung verantwortlich sein.

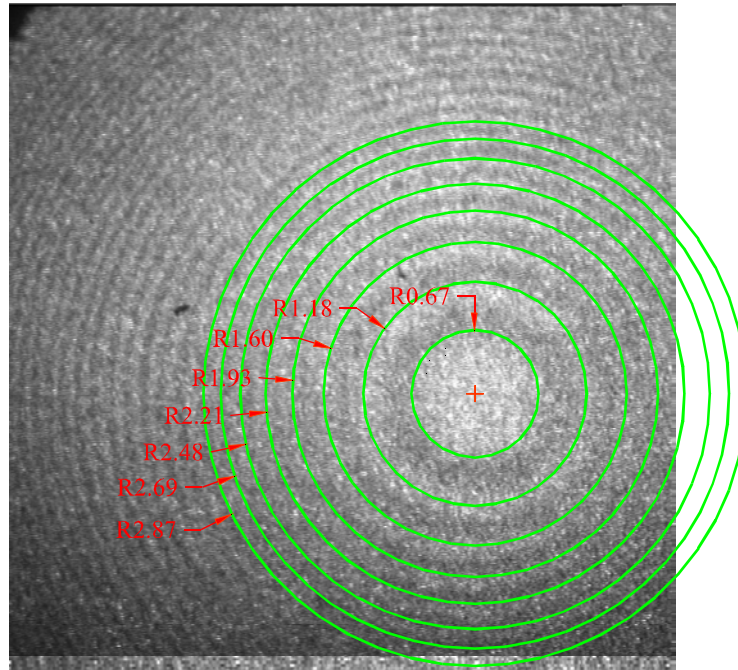


Abb. 38: Störung der Bildqualität durch ein ringförmiges Interferenzmuster

Die Fehlerursache wurde auf die verwendete Kamera eingegrenzt, denn das beobachtete Zwischenbild vor der Kamera ist noch ungestört. Es stellte sich heraus, daß die zum Schutz des MCP-Bildverstärkermoduls eingebaute Glasplatte nicht entspiegelt ist. Die innerhalb des Kamerafensters auftretenden Mehrfachreflexionen des Beleuchtungslichtes führen zu den beobachteten Interferenzerscheinungen. Da das Laserlicht nach der Fokussierung durch das Fernmikroskop einer punktförmigen Lichtquelle entspricht, sind Interferenzen gleicher Neigung zu erwarten, die bei dieser Geometrie zu Haidinger'schen Ringen führen. Dieses Interferenzmuster wird ausführlich in [57] (S. 388-396) diskutiert. Eine eindeutige Identifizierung ist durch das Ausmessen der Radien R_x der hellen Ringe möglich, die einer Beziehung der Form

$$R_x = a \cdot \sqrt{x-1+b} \quad b \in [0, 1] \quad (52)$$

mit den Konstanten a und b genügen müssen.

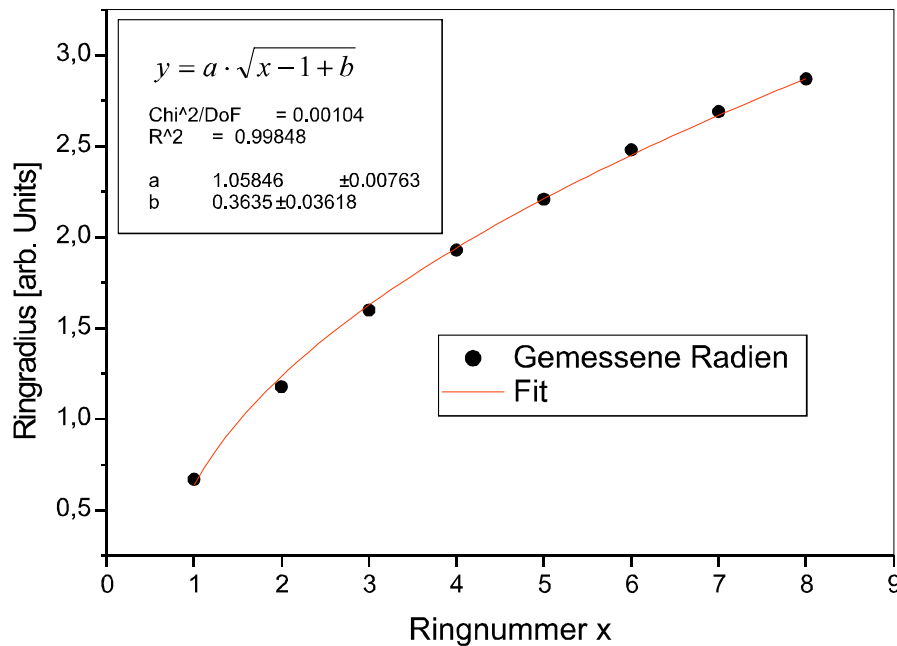


Abb. 39: Gemessene Radien der Haidinger'schen Ringe im Vergleich zur Theorie

Die aus Abb. 38 bestimmten Ringradien lassen sich gut durch Gl. (52) beschreiben (Abb. 39). Eine Entspiegelung des Kamerafensters und eine dem Brechungsindex angepaßte Montage unmittelbar vor dem Bildverstärkermodul (ebenfalls nicht entspiegelt) wird momentan durchgeführt. Durch diese Maßnahme sollte sich die Qualität der PSI-Bilder deutlich verbessern.

5.3.5.2 Typische Merkmale von Aufnahmen mit einer Bildverstärkerkamera

Bildverstärkerkameras sind für die Aufnahme von Objekten geringer Lichtstärke ausgelegt. Durch den dafür benötigten Microchannel-Plate-Bildverstärker unterscheiden sich die Bildcharakteristiken aber deutlich von Aufnahmen mit herkömmlichen CCD-Kameras.

Dies betrifft vor allem die Bildhomogenität, die unter homogenen Beleuchtungsbedingungen erzielt werden kann. Bereits bei der Laserstrahlbeleuchtung (Kap. 8.1.1) mußte der Strahldurchmesser möglichst groß gewählt werden, um das gaußförmige Strahlprofil so abzuflachen, daß eine gute Bildqualität erzielt werden kann. Die dafür notwendigen Maßnahmen sind in Relation zu den Bildinhomogenitäten zu sehen, die bereits unter homogenen Beleuchtungsbedingungen bei einer Bildverstärkerkamera auftreten (Abb. 40). Das unter Raumlichtbedingungen aufgenommene Bild einer homogen ausgeleuchteten, weißen Fläche (Belichtungszeit 9µs) ist in den Randbereichen deutlich dunkler als in der Bildmitte. An den beiden horizontalen und vertikalen Intensitätsquerschnitten durch das Bildzentrum kann man erkennen, daß sich die Bildintensität um bis zu 60% ändert.

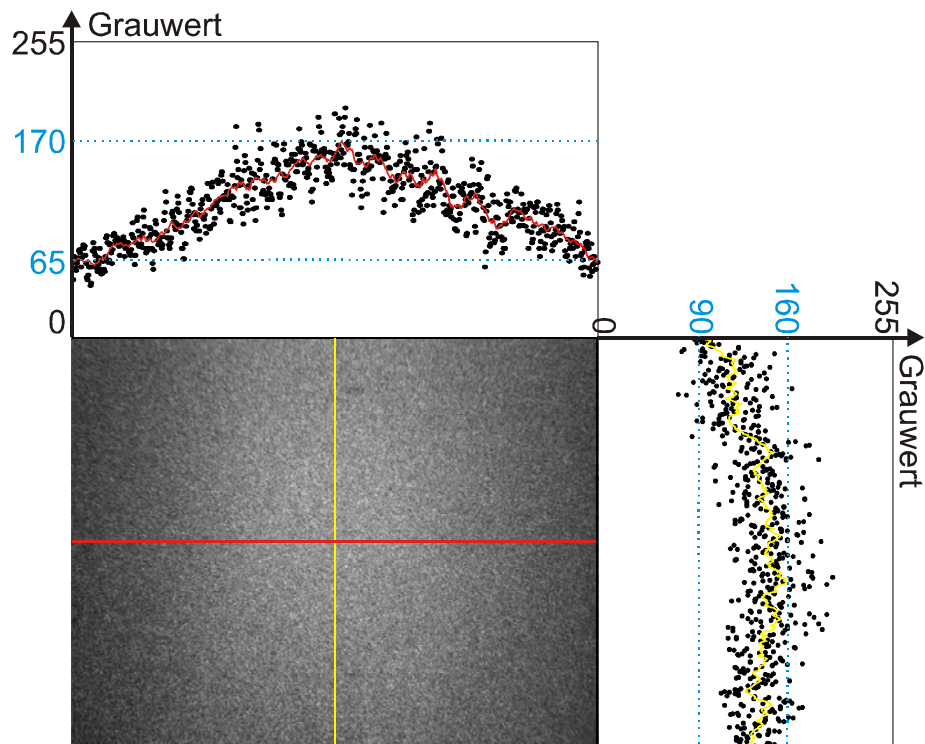


Abb. 40: Intensitätsverteilung einer MCP-Kamera-Aufnahme einer homogen ausgeleuchteten Fläche

Diese Empfindlichkeitsabnahme in den Randbereichen tritt nicht nur bei der verwendeten 4Picos Kamera auf, sondern ist eine generelle Eigenschaft von Bildverstärkern.

Bei der Aufnahme von Bildfolgen, deren Einzelbilder in unterschiedlichen zeitlichen Abständen erfaßt werden (z.B. getriggerte Aufnahmen), können Intensitätsunterschiede noch durch einen dynamischen Effekt hervorgerufen werden. Man muß dazu wieder den Prozeß der Bildverstärkung betrachten, bei dem das vom MCP-Bildverstärker erzeugte elektronische Zwischenbild durch Anregung eines Phosphorschirms für einen nachgeschalteten CCD-Chip sichtbar gemacht wird. Da der CCD-Chip entsprechend der Video-Norm ausgelesen wird, werden abwechselnd gerade und ungerade Bildzeilen (Halbbilder) übertragen. Durch die Nachleuchtdauer des Phosphorschirms [60] in Kombination mit der zeitlich wechselnden Auslesereihenfolge der Bildzeilen treten zwischen den beiden Halbbildern eines Vollbildes Intensitätsunterschiede auf. Die in Abb. 41 ausgewertete Bildserie (7000 Bilder) zeigt, daß die mittlere Intensitätsabweichung bei ca. 6% liegt. Das mittlerweile verwendete Bildverstärkermodul ist bereits mit einer schnelleren Phosphorschicht ausgestattet, so daß dieser Effekt weitgehend behoben sein dürfte.

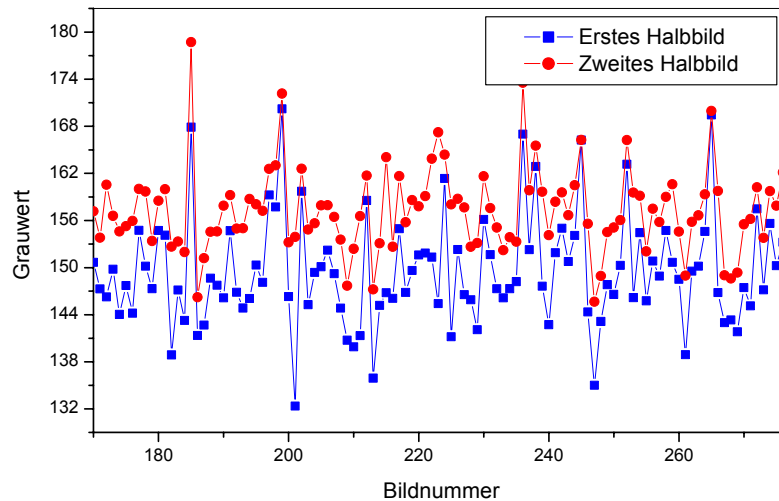


Abb. 41: Intensitätsvergleich der Halbbilder einer getriggerten Bildfolge

5.3.5.3 Plasmaeinflüsse

Die Störeinflußmöglichkeiten einer beim Thermischen Spritzen verwendeten Plasmaflamme auf die PSI-Partikeldiagnostik können im Wesentlichen durch drei Eigenschaften charakterisiert werden:

- **Temperatur:** Die Temperatur (der Elektronen) liegt abhängig von der Plasmagaszusammensetzung und der Brennerleistung bei etwa 5000K.
- **Lichtabstrahlung:** Mit der Temperatur ist ein spektral breites Planck'sches Strahlungsspektrum verknüpft, das von der Intensität her mit der Lichtemission eines Schweißlichtbogens vergleichbar ist.
- **Gasgeschwindigkeit:** Durch die thermische Expansion des Plasmagases innerhalb des Düsenbereichs des Plasmabrenners werden Gasgeschwindigkeiten von mehr als 500m/s erzeugt [61]. Gerade beim Thermischen Spritzen unter Atmosphärenbedingungen treten in den Randbereichen der Plasmaspritzflamme deshalb Turbulenzen auf, die das relativ kalte Umgebungsgas in die Plasmaflamme einwirbeln können.

Gegenüber dem Plasmafremdlicht ist das PSI-System extrem unempfindlich, da über das verwendete Fernmikroskop nur ein sehr kleiner Raumwinkelbereich innerhalb des Plasmas betrachtet wird. Im Vergleich zu der intensitätsstarken, gerichteten Laserstrahlbeleuchtung ist der eingesammelte Falschlichtanteil vernachlässigbar. Eine schmalbandige, spektrale Filterung im Bereich der Laserwellenlänge ist im Gegensatz zur Laser-Doppler-Anemometrie bei PSI nicht erforderlich.

Nicht zu vernachlässigen sind dagegen Temperatur- und Gasströmungseffekte, denn sie führen zu Brechungsindexänderungen im Medium, die sich nicht nur auf den Bereich der Plasmaspritzflamme beschränken, sondern auch deren Umgebung erfassen. Für PSI wie auch für alle anderen optischen Meßverfahren stellen diese Änderungen des Brechungsindex eine Störgröße dar. Speziell bei PSI können sie die Laserstrahlen fokussieren, aufweiten oder ablenken.

Die angesprochenen Brechungsindexänderungen können mit einem Meßverfahren wie der Schlierenoptik sichtbar gemacht werden. Man beleuchtet den Plasmadüsen-

bereich dazu mit einem homogenen Lichtzylinder und zeichnet eine Momentaufnahme des aus der Düse ausströmenden Plasmastrahls über ein spezielles Abbildungsverfahren auf. Der Unterschied zu einer herkömmlichen Abbildung besteht in einer in der Brennebene der Optik durchgeführten Raumfilterung bei der eine Schlierenblende eingesetzt wird. Sie ist so aufgebaut, daß sie das gesamte Streulicht in einer Halbebene oberhalb oder unterhalb der optischen Achse ausblendet. Das in den nicht abgeblendeten Ebenenbereich gestreute Licht erzeugt weiterhin ein Bild des Gegenstandes, so daß die Düsenkontur gut als Schatten zu erkennen ist. Wenn durch Brechungsindexstörungen aus verschiedenen Bildbereichen aber Lichtanteile auf die Schlierenblende abgelenkt werden, entstehen durch die Raumfilterwirkung entsprechend dunkle Stellen in der Schlierenaufnahme.

Mit der Schlierenoptik werden auf diese Weise Turbulenzen im Plasma sichtbar gemacht und liefern für PSI einen wichtigen Beitrag zur räumlichen Abschätzung der Störzonen. In Abb. 42 ist eine Schlierenaufnahme für eine F4-Düse zu sehen. Sie wurde von dem DLR-Institut für Technische Thermodynamik in Stuttgart aufgenommen. Dort wird die Schlierentechnik für die Beurteilung der Strömungsdynamik speziell entwickelter Plasmaspritzdüsen eingesetzt.

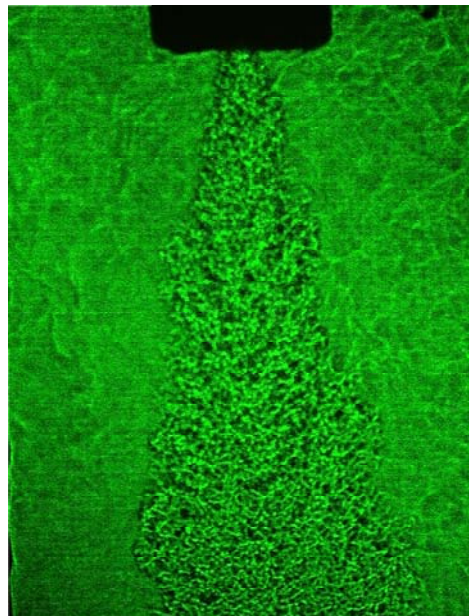


Abb. 42: Schlierenaufnahme einer Standard F4-Düse bei Atmosphärendruck. Plasmaparameter: 45 SLPM Ar, 17 kW. Quelle: DLR-Institut Stuttgart für Technische Thermodynamik

In Abb. 42 zeichnet sich der kegelförmige Plasmastrahl als Zone größter Störungen deutlich gegenüber dem ruhenden Umgebungsgas (Luft) ab. Die Störung ist turbulent und die Störungen treten deshalb lokal verteilt auf. Sie setzen sich mit geringerer Intensität auch in den plasmafreien Außenbereichen fort.

Es stellt sich nun die Frage, wie sich die mit der Schlierenoptik visualisierten Brechungsindexgradienten auf die Laserstrahlen auswirken. Allgemein ist für die Krümmung eines Lichtstrahls (Krümmungsradius R) in einem inhomogenen Medium der Gradient des Brechungsindex n und seine Ausrichtung relativ zur Normalenrichtung e_n des Strahls ausschlaggebend (Abb. 43).

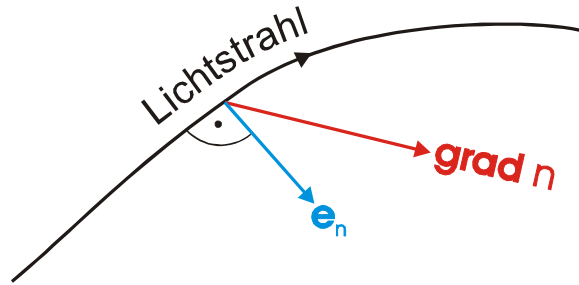


Abb. 43: Strahlablenkung in einem inhomogenen Medium

Für den Krümmungsradius gilt ([57], S. 247):

$$\frac{1}{|R|} = \frac{1}{n} \cdot \mathbf{e}_n \cdot \text{grad } n \quad (53)$$

Der Lichtstrahl krümmt sich in Richtung des Brechungsindexgradienten. Bei der Strahlablenkung handelt es sich um einen typischen Volumeneffekt, denn die Ausdehnung des vom Laserlicht durchlaufenden Störbereichs und die Lage der Störzone kann einen größeren Ablenkeffekt bewirken, als die absolute lokale Brechungsindexänderung. Es ist daher möglich mit dem vergleichsweise geringen Temperaturunterschied (ca. 1000°C) einer herkömmlichen Heißluftpistole die Laserstrahlablenkungseffekte zu simulieren und dadurch zu einem besseren Verständnis der Schliereneffekte zu gelangen. Bei der Betrachtung mehrerer mit 5ns Belichtung aufgenommenen Bildserien der Foucault'schen Testplatte hat sich gezeigt, daß eine Strahlbeeinflussung zwischen Sendeseite- und Gegenstandsbereich zu deutlich anderen Effekten führt, als wenn sie zwischen Gegenstandsebene und Empfangsseite durchgeführt wird (Abb. 44).

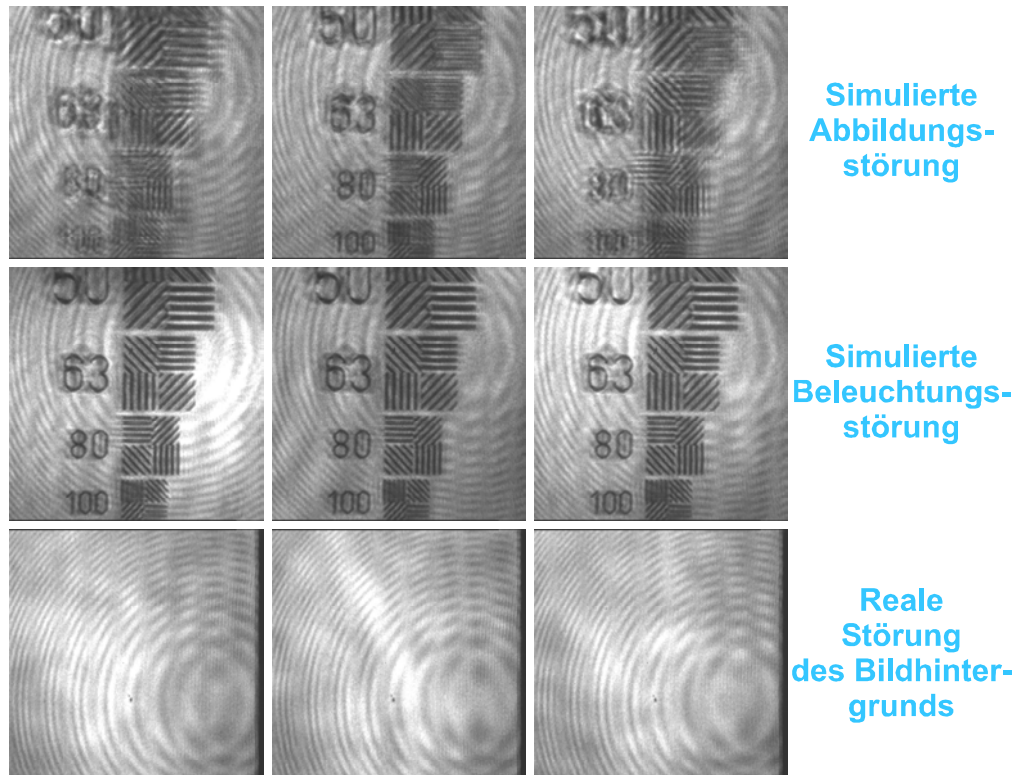


Abb. 44: Simulierte Abbildungs- und Beleuchtungsstörungen im Vergleich zu realen Schliereneffekten

Die sendeseitige Strahlablenkung erzeugt eine reine Beleuchtungsstörung und man kann beobachten, wie der Laserstrahl über das Bild wandert (Abb. 44, mittlere Reihe). Je weiter die Störquelle von der Foucaultplatte entfernt ist, desto stärker wirken sich die Ablenkeffekte aus, denn bereits kleine Winkeländerungen führen bei entsprechend großem dahinterliegenden Lichtweg zu einer anderen Strahlposition auf dem Objekt. Die Beleuchtungsstörungen werden deshalb vor allem durch den Umgebungsbereich des Plasmas hervorgerufen und weniger durch das zu untersuchende Zentrum. Im Umgebungsbereich des Plasmastrahls ist es möglich, die Laserstrahlen vor den Turbulenzen des heißen Plasmas und den damit verbundenen Brechungsindexänderungen zu schützen, indem man sie z.B. durch ein Röhrensystem leitet. In einem zylinderförmigen Spritzkessel mit etwa 1m Durchmesser kann der gesamte Lichtweg bis auf einen Plasmabereich von ca. 20cm in Rohren geführt werden. Eine weitere Schutzmaßnahme besteht darin, die vom Plasmabrenner abgegebene Wärmeleistung effizient aus dem Kessel zu transportieren, um die Temperaturen im Inneren möglichst niedrig zu halten. Da der Wärmeübertrag vom heißen Brennergas auf den V2A-Stahl der Kesselwände sehr gering ist, kann dies nur gelingen, wenn das Brennergas mit seinem Wärmeinhalt über eine effiziente Absaugeinrichtung nach außen transportiert wird. Durch die Auslegung des Kessels auf Vakuumbetrieb fehlte ursprünglich die dazu erforderliche Luftströmung und Kesselinnentemperaturen von ca. 80°C waren typisch. Auf den Kesseldurchmesser gerechnet ist ein guter Luftaustausch bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten (1m/s entspricht 188 l/min Absaugleistung) möglich, so daß der Spritzprozeß durch den Luftstrom kaum beeinflusst wird.

Hinter dem Objekt sind für die Bildentstehung weniger die auf den Strahldurchmesser begrenzten Laserstrahlen, als vielmehr das in alle Raumwinkelbereiche gestreute Licht des Objekts entscheidend. Brechungsindexstörungen verändern hier nicht mehr die Bildausleuchtung, sondern beeinflussen die optischen Weglängen für das Objekt insgesamt. Die dadurch hervorgerufene Abbildungsstörung hat den gleichen Effekt, wie eine Defokussierung der Optik. Dadurch entsteht ein Bild, in dem sich die beiden Teilschatten der Foucaultplatte voneinander entfernen. Die Teilschattenbilder selbst werden dabei weiterhin scharf abgebildet, obwohl man das durch die komplizierte Linienstruktur der Testplatte in der Überlagerung (Abb. 44, obere Reihe) nur schwer erkennen kann. Die Abbildungsstörungen führen also im Gegensatz zu den Beleuchtungsstörungen nur zu einer geringfügigen (wenige μm) Verschiebung des Meßvolumenbereichs.

Die real auftretenden Schliereneffekte (Abb. 44, mittlere Reihe) können durch die Abschirmung der Laserstrahlen zwar nicht vollständig, aber doch so wirkungsvoll unterdrückt werden, daß PSI-Messungen selbst unmittelbar vor dem Düsenaustritt möglich sind (Kap. 5.5.2). Andere Meßverfahren wie z.B. DPV2000 können erst in einem größeren Abstand hinter der Düse (ca. 20cm) eingesetzt werden.

5.4 Erweiterung des Meßsystems durch eine Triggereinrichtung

Bereits die Abschätzungen der PSI-Randbedingungen (Kap. 5.2) haben gezeigt, daß bei ungetriggelter Bildaufnahme im Mittel nur auf etwa jedem 137. Bild ein Partikel erwartet werden kann. Die niedrige Bildaufnahmeeffizienz resultiert hauptsächlich aus dem kleinen PSI-Meßvolumen (Kap. 5.3.3) und der durch die hohe Geschwindigkeit der Partikel bedingten geringen Partikeldichte im Plasma. Bei beiden Ursachen gibt es im Prinzip keine Gegenmaßnahmen, die das Problem beheben wür-

den: Die Partikeldichte im Plasma ist durch den Spritzprozeß vorgegeben und gerade das eng definierte Meßvolumen hat sich als vorteilhaft für eine hochauflösende optische Abbildung und einen exakt lokalisierten Meßort erwiesen. Die geringe statistische Wahrscheinlichkeit bei der Partikelerfassung sollte auch nicht nur als Nachteil gesehen werden. Bei vergleichbaren Diagnostiken wie etwa LDA und DPV 2000 tritt meist das gegenteilige Problem auf, indem die Auswertung bei zu hohen Partikeldichten schwierig ist. Die geringe Partikelzahl pro Bild wirkt sich bei PSI auch positiv aus. Die automatisierte Bildauswertung wird nicht durch Überlappungen der Partikel im Bild erschwert. Solange das Verhältnis aber unter einem Partikel pro Bild liegt, ist der Aufwand für die Speicherung und Analyse von Bildern ohne Partikelinformation so hoch, daß nach einer Lösungsalternative gesucht werden sollte.

Hierfür bietet sich die Triggerung der Bildaufnahme [62] an. Durch die Koordination von Bildaufnahme und Partikelereignissen erreicht man, daß auf jedem Bild mindestens ein Partikel erfaßt wird. Die Partikelflußdichte im Plasmaspritzstrahl ist hoch genug, daß die Triggerrate weit (ca. Faktor 40) über der Bildaufnahmefrequenz liegt. Durch die Auswertung der Triggerrate kann bei Kenntnis des Meßvolumenquerschnitts zusätzlich auf die Partikelflußdichten zurückgerechnet werden. Die Triggerung wird dadurch zu einem eigenständigen Meßverfahren, mit dem - wie bei der Laser-Doppler- Anemometrie - durch Abscannen eines Spritzstrahls die Flugbahnen und Verweilzeiten der Partikel ermittelt werden können. Die Kombination aus Trigger und PSI-Bildaufnahme ermöglicht eine sehr exakte räumliche und zeitliche Eingrenzung der Partikelerfassung, von der sich zukünftig auch bei der Integration weiterer Einzelpartikeldiagnostiken (z.B. Pyrometrie) Vorteile erwarten lassen. Schon mit der Verknüpfung aus PSI und Triggersystem läßt sich, wie bei der LDA, eine Geschwindigkeitskomponente der Partikel bestimmen. Das Einsatzgebiet von PSI wird außerdem um die Bereiche niedriger Partikeldichten erweitert.

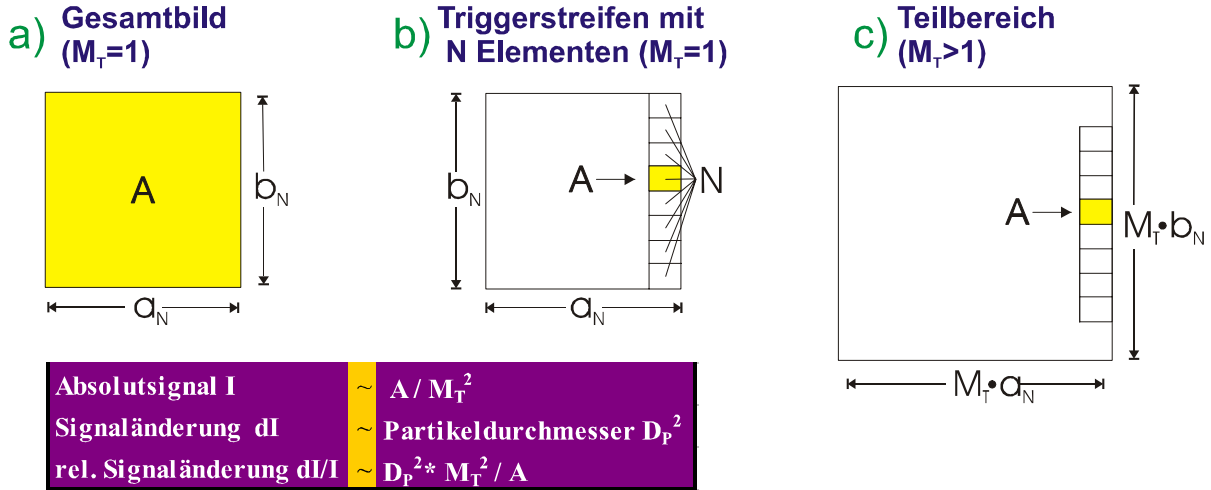
Die Umsetzung des Trigger-Konzepts nutzt auch noch weitere PSI-Eigenschaften. Für die Realisierung der extrem kurzen Kamera-Belichtungszeiten werden die Partikel bereits durch eine intensitätsstarke Lichtquelle (Laser) bestrahlt. Durch die PSI-Schattenbildtechnik erzeugen die Partikel deshalb sehr kontraststarke Helligkeitsänderungen, die sich ideal für eine Auswertung über schnelle Photodioden eignen. Die hochwertige Abbildungsoptik, die aufgrund des vergleichsweise großen Bildeintrittsfensters der Bildverstärkerkamera mit großem Abbildungsmaßstab vergrößern muß, ermöglicht zudem eine partikelgrößenunabhängige Triggerung, bei der auch die kleinste Spezies noch verläßlich registriert werden kann.

Der letzte Punkt spricht einen für jede Partikeldiagnostik kritischen Punkt an: Alle Mechanismen, die zu einer Selektion aufgrund einer besonderen Partikeleigenschaft führen, verfälschen das Meßergebnis und sind deshalb zu vermeiden. Falls sich eine Selektion nicht vermeiden läßt, muß zumindest das Selektionskriterium so genau definiert sein, daß die Meßdaten rückwirkend korrigiert werden können. Diese Regel wurde bei der Auslegung des Partikeltriggers berücksichtigt, denn nur die Gefahr der Partikelselektion würde gegen den Einsatz eines Triggersystems sprechen.

5.4.1 Optimale Photodiodengeometrie für die Partikeldetektion

Prinzipiell besteht die Aufgabe des Triggers in der Detektion des Zeitpunktes, zu dem ein Partikel im verwendeten Bildbereich der intensivierten Kamera erstmalig sichtbar wird. Die Erkennung dieses Ereignisses ist über eine Intensitätsänderung im Zwi-

schenbild (Abb. 24) unmittelbar vor dem Kameraeintrittsfenster möglich. Die Intensitätsänderung wird durch den Schatten des eintretenden Partikels hervorgerufen und ist deshalb direkt proportional zu dessen Querschnittsfläche. Bei der Konzeption des Triggers können verschiedene in Abb. 45 skizzierte Strategien verfolgt werden, die sich durch die Größe des vom Sensor ausgewerteten Bildbereiches A unterscheiden.



Beispiel: $a_N=b_N=500\mu\text{m}$, $N=14$, $M_T=2$, $D_P=20\mu\text{m}$		
Strategie	I	dI/I
a	100%	0,1%
b	0,5%	24,6%
c	0,1%	98,5%

Abb. 45: Strategien für eine Detektion von Intensitätsänderungen im PSI-Zwischenbild

Bei der einfachsten Variante a) wird die gesamte Lichtmenge des genutzten Zwischenbildbereiches (Fläche $A=a_N \times b_N$) z.B. durch Fokussierung auf eine einzelne Photodiode ausgewertet. Das Meßsignal I ist absolut gesehen dann maximal (100%), aber die relative Signaländerung ist außerordentlich klein, da sie vom Flächenverhältnis Partikelschatten zu Gesamtbildbereich bestimmt ist. Für eine gute Detektierbarkeit sollte man daher versuchen, die relative Signaländerung zu optimieren, solange mit der nachgeschalteten Elektronik noch ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis erzielt werden kann. Dies gelingt mit der Strategie b), bei der ein „Triggerstreifen“ am Bildrand durch ein Photodiodenarray mit N Elementen vollständig abgedeckt wird. Die Absolutintensität I ist dann gegenüber Variante a) etwa um den Faktor N^2 niedriger (mit der Näherung $a_N \approx b_N$). Dafür kann ein Partikel mit einer zum Einzelelement vergleichbaren Größe eine hundertprozentige relative Signaländerung hervorrufen, die gut zu detektieren ist. Bei der elektronischen Umsetzung bedeutet dies andererseits eine N -fache Vervielfachung des Aufwands, denn jedes Photodiodelement benötigt nun eine eigene Verstärker- und Auswerteschaltung. Mit der Variante c) wird bei gleichem schaltungstechnischen Aufwand eine größenabhängige Partikelselektion noch sicherer vermieden. Durch eine um den Faktor M_T vergrößerte Abbildung des Zwischenbildes auf das Photodiodenarray ist zwar nicht mehr der gesamte Bildrand triggersensitiv, aber die Partikel können gegenüber Variante b) um den Faktor M_T kleiner sein und dennoch eine hundertprozentige relative Signaländerung hervorrufen. Das Absolutsignal verringert sich zusätzlich um den Faktor M_T^2 .

Beispiel: $a_N=b_N=500\mu\text{m}\cdot M_Q$, $N=14$, $M_T=2$, $D_P=20\mu\text{m}\cdot M_Q$		
Strategie	I	dl/I
a	100%	0,1%
b	0,5%	24,6%
c	0,1%	98,5%

Tabelle 8: Signalgrößenvergleich für drei verschiedene Auswertestrategien

In Tabelle 8 sind am Beispiel eines $20\mu\text{m}$ Partikels die zu erwartenden Signalgrößen für die drei Auswertestrategien (siehe Abb. 45) zusammengestellt. Obwohl die absolute Signalgröße für die Strategie c) nur bei etwa 0,1% liegt, wurde diese Variante für die Realisierung des Triggers ausgewählt und dabei die große, durch die direkte Laserstrahlbeleuchtung zur Verfügung stehende Lichtintensität genutzt.

5.4.2 Aufbau des Triggersystems

Die Integration des Triggersystems in den PSI Gesamtaufbau wurde bereits in Kap. 5.3 vorgestellt. An dieser Stelle kann deshalb detaillierter auf die Auskopplung der Bildinformation für die Triggerung eingegangen werden.

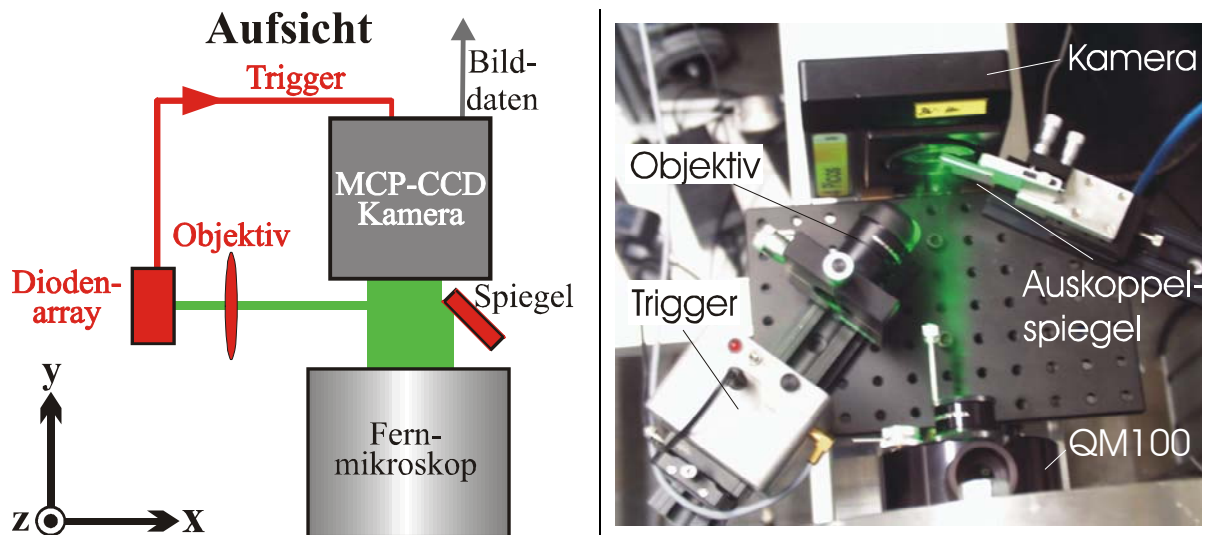


Abb. 46: Detailvergrößerung des Triggersaufbaus (rote Elemente)

Abb. 46 stellt den Partikeltrigger mit all seinen Komponenten (rot gekennzeichnet) als Teilsystem der PSI Empfangsseite dar. Da sich aus Platzgründen das Photodiodenarray nicht unmittelbar vor dem Kameraeintrittsfenster anbringen läßt (dies würde den Bildern von Abb. 45 entsprechen), wurde der Triggerstreifen des unteren Bildrandes über einen justierbaren Auskoppelspiegel auf das Photodiodenarray abgebildet. Mit dem verwendeten Objektiv ist dabei der Abbildungsmaßstab M_T frei wählbar und wurde auf $M_T=2$ eingestellt. Für eine unverfälschte Auskopplung sollte der Spiegel möglichst nahe am Zwischenbildbereich liegen. Durch den relativ großen „Tiefenschärfebereich“ in Zwischenbildnähe ist die Justage des Spiegels relativ unkritisch.

Die durch den Plasmaspritzstrahl vorgegebene Flugrichtung der Partikel ist zwar mit der x-Achsenrichtung identisch, aber durch die seitenverkehrte Abbildung des Fernmikroskops durchlaufen die Schattenbilder der Partikel den Zwischenbildbereich in entgegengesetzter Richtung und durchqueren den Triggerstreifen beim Eindringen in den Bildbereich.

Für die Auslegung des Triggersystems ist es unumgänglich, alle Geometrien in einer Bildebene zusammenzuführen. Da die Abbildungsmaßstäbe zwischen den drei relevanten Ebenen (Gegenstandsebene des Fernmikroskops = Ort der Partikel, Zwischenbildebene = Ort des Kamera Eintrittsfensters, Triggerebene = Ort des Photodiodenarrays) bekannt sind (M_Q und M_T) ist es problemlos möglich, dies für die (willkürlich ausgesuchte) Zwischenbildebene durchzuführen (Abb. 47). Neben den geometrischen Größen müssen auch die dynamischen Größen transformiert werden. Die Schatten der Partikel durchlaufen z.B. den Zwischenbildbereich mit einer um den optischen Abbildungsmaßstab M_Q vergrößerten Geschwindigkeit.

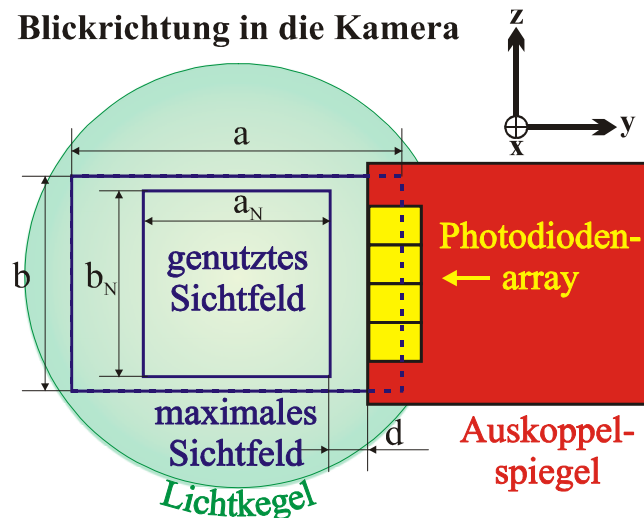


Abb. 47: Lichtauskopplung vor der Kamera für den Trigger

In Abb. 47 ist nicht nur das maximale Sichtfeld der Kamera eingezeichnet, sondern auch der für die Bildaufnahmen (512 Pixel x 512 Pixel) verwendete Ausschnitt (genutztes Sichtfeld). Da der Schatten des Auskoppelspiegels in den Bildaufnahmen mit voller Auflösung (Justiermodus) sichtbar ist, kann der Abstand d zwischen Spiegel und genutztem Sichtfeld minimiert werden. Dies ist wichtig für die in Kap. 5.4.4 angestellten Überlegungen. Bei den späteren Bildaufnahmen während einer Messung muß der Triggerstreifen nicht mehr in den Bildern zu sehen sein.

Das verwendete Photodiodenarray mit 14 Elementen (IPL 10220NW-14, Firma Laser 2000) hat eine Länge von 14,4mm und deckt damit ideal das genutzte Sichtfeld ($b_N = 13,09\text{mm}$) ab ($M_T=1$, 13 verwendete Photodioden, Strategie b von Kap. 5.4.1). Der lichtensitive Bereich ($w=0,8\text{mm}$, $h=0,82\text{mm}$) eines einzelnen Elements ist etwas kleiner als die effektive Zellengröße ($w_{\text{eff}}=1\text{mm}$, $h_{\text{eff}}=1,02\text{mm}$). Mit den Photodiodenabmessungen (Abb. 48) kann man den Mindestdurchmesser D_P^{Dunkel} angeben, den ein Partikel benötigt um eine hundertprozentige Abdunklung zu erzielen:

$$D_P^{\text{Dunkel}} = \frac{\sqrt{w^2 + h^2}}{M_Q \cdot M_T} \quad (54)$$

Für $M_T=1$ liegt D_P^{Dunkel} bei $48\mu\text{m}$ und mit $M_T=2$ bei $24\mu\text{m}$. Mit der Annahme, daß Signaländerung bis zu Minimalwerten von 10% detektierbar sind können damit bereits Partikel mit Durchmessern von $4,8\mu\text{m}$ ($M_T=1$) bzw. $M_T=2,4\mu\text{m}$ erfaßt werden.

5.4.3 Ansprechzeit

Bei der Realisierung der Trigger-Elektronik stellt sich die Frage, wie schnell das System reagieren muß, um Partikel mit den beim Thermischen Spritzen maximal auftretenden Geschwindigkeiten ($V \approx 500 \text{ m/s}$) zu erfassen. Auf den ersten Blick erscheint als Bedingung ausreichend, daß die Reaktionszeiten t_R

$$t_R = t_T + t_K \quad (55)$$

von Kamera $t_K = 60 \text{ ns}$ und Trigger t_T zusammengekommen nicht größer sein dürfen als die Zeit die das Partikel zum Durchfliegen des Bildbereichs benötigt. Die wirkliche Anforderung ist aber wesentlich strenger: Der Trigger muß geschwindigkeitsmäßig so ausgelegt werden, daß er das Vorbeifliegen eines Partikels überhaupt registrieren kann.

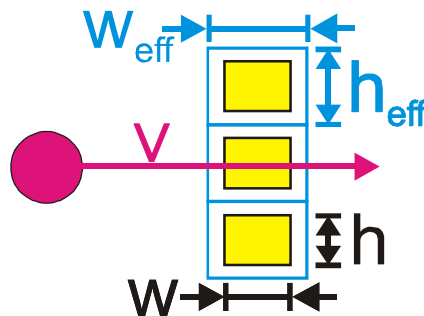


Abb. 48: Geschwindigkeitsauslegung über den photosensitiven Triggerstreifenbereich

Die Triggeransprechzeit t_T muß also der Zeit entsprechen, für die ein Partikel mit maximaler Geschwindigkeit V_{MAX} den photosensitiven Bereich (gelb) des Photodiodenarrays abdeckt. Wenn man alle Größen wieder in den Zwischenbildbereich transformiert lautet die Bedingung damit:

$$t_T < \frac{W}{V_{\text{MAX}} \cdot M_Q \cdot M_T} \quad (56)$$

Nimmt man $M_T = 1$, $W = 0,8 \text{ mm}$, $V_{\text{MAX}} = 500 \text{ m/s}$ und $M_Q = 24,2$ so kann man t_T zu 66 ns abschätzen. Dieser Zahlenwert wurde für die Auslegung der Photodiodenverstärker (Bandbreite) verwendet. Die Ansprechzeit des Photodiodenarrays (Rise Time) ist bekannt und liegt bei 4 ns .

Um eine Geschwindigkeitsselektion durch eine zu langsame Triggerschaltung auszuschließen, wurde das fertige Triggersystem mit Hilfe einer optischen Nachrichtenübertragungsstrecke ausgetestet. Als Sender wurde eine Laserdiode verwendet. Da sie nur eine sehr geringe Treiberleistung benötigt, konnte sie direkt an einen Pulsgenerator mit hoher Flankensteilheit angeschlossen werden. Die erzeugte Lichtmodulation ist durch die vernachlässigbar kleine Schaltverzögerungszeit der Laserdiode zeitlich direkt über das elektrische Signal des Pulsgenerators korrelierbar. Durch die Verwendung des Triggers als Empfängereinheit war es daher möglich die Triggerverzögerungszeit t_K zu bestimmen.

Die Oszilloskopaufnahme von Abb. 49 zeigt, daß eine Verzögerungszeit von 100 ns erzielt wurde. Das gesteckte Ziel wurde damit fast erreicht. Für $M_T = 1$ kann man Partikel bis 330 m/s und für $M_T = 2$ bis 165 m/s erfassen. Der Meßmodus ohne Zwischenbildvergrößerung (Strategie b) ist für den Meßbetrieb durchaus geeignet, so daß zumindest beim Plasmaspritzen keine Geschwindigkeitseinschränkungen auftreten. Für

Partikelanalysen langsamer, feinkörniger Pulver ist die Strategie c) weiterhin interessant.

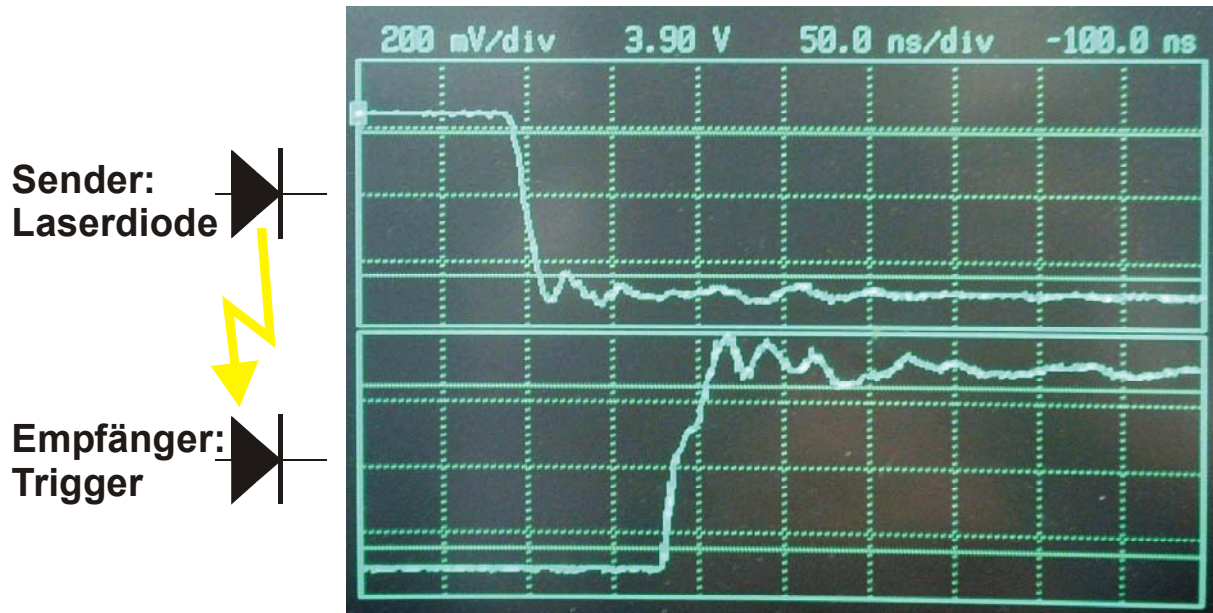


Abb. 49: Oszilloskop-Darstellung der Trigger-Ansprechzeit

Da die in Abb. 49 gezeigte Abschätzung den ungünstigsten Fall abdeckt, kann man insgesamt von etwas kürzeren Ansprechzeiten ausgehen. Das Signal des Senders besitzt z.B. nur eine endliche Flankensteilheit und führt deshalb auch zu einer entsprechend flacheren Flanke beim Empfänger. Neben den reinen Schaltverzögerungen sind in den 100ns auch Verzögerungen durch die Laufzeiten der Signale enthalten. Sie sind für die „Erkennung“ eines Partikelereignisses ohne Bedeutung und können bei dieser Betrachtung vernachlässigt werden.

5.4.4 Unterdrückung einer Geschwindigkeitsselektion und Timing

Die im vorhergehenden Kapitel diskutierte Reaktionszeit t_R beschreibt nur die Mindestverzögerung, die Trigger und Kamera bis zur Bildbelichtung t_B benötigen. Auch wenn ein Partikelereignis erkannt wurde, ist damit noch nicht sichergestellt, daß sich das Partikel zum Belichtungszeitpunkt auch wirklich im Bildbereich befindet. Durch die freie Flugstrecke d zwischen Triggerstreifen und Bildkante (Abb. 47) und die endliche Breite des Bildbereiches a_N kann eine Geschwindigkeitsselektion auftreten, die durch die Bestimmung des zugehörigen Geschwindigkeitsintervalls $[V_{MIN}, V_{MAX}]$ abgeschätzt werden soll. Über die verwendete 4Picos Kamera kann die Bildbelichtung zusätzlich um eine frei programmierbare Delay-Zeit t_D verzögert werden, so daß ein Einstellkriterium für minimale Geschwindigkeitsselektion benötigt wird.

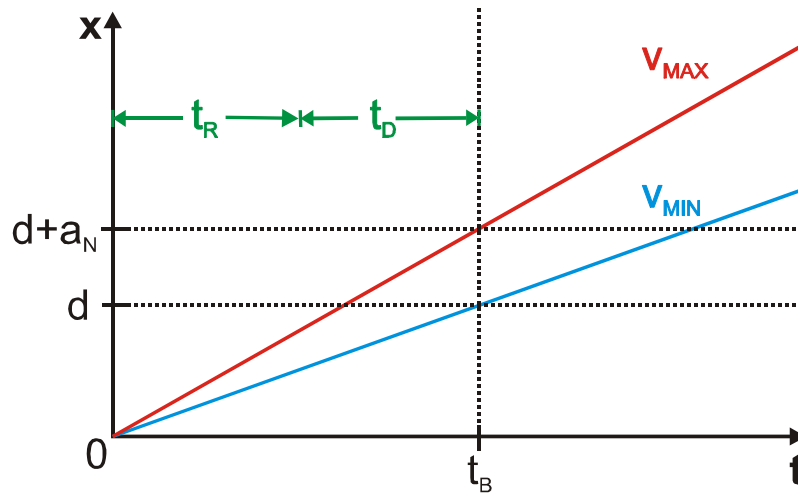


Abb. 50: x-t Diagramm zur Veranschaulichung der Geschwindigkeitsselektionsgrenzen

Das Selektionsproblem läßt sich am einfachsten in einem x-t Diagramm (Abb. 50) veranschaulichen. Die Belichtung muß genau dann erfolgen, wenn das langsamste Partikel (V_{MIN}) gerade den Bildbereich bei d erreicht hat, bevor das schnellste (V_{MAX}) das Bild bei $d+a_N$ wieder verläßt. Aus dieser Bedingung wird der selektierte Geschwindigkeitsbereich bestimmt:

$$\begin{aligned} V_{\text{MAX}} &= \frac{d + a_N}{M_Q \cdot (t_R + t_D)} & \frac{V_{\text{MAX}}}{V_{\text{MIN}}} &= 1 + \frac{a_N}{d} \\ V_{\text{MIN}} &= \frac{d}{M_Q \cdot (t_R + t_D)} \end{aligned} \quad (57)$$

Die Maximal- und Minimalgeschwindigkeit können nicht unabhängig voneinander eingestellt werden, aber durch Minimierung des Abstandes zwischen Spiegel und Bildbereich d wird eine Geschwindigkeitsselektion weitgehend unterdrückt. Für den Spezialfall $d=0$ wird die Einschränkung durch die untere Grenzgeschwindigkeit aufgehoben ($V_{\text{MIN}}=0$). In der Praxis kennt man in etwa die maximal möglichen Geschwindigkeiten und paßt darüber die Delayzeit t_D an. Natürlich kann V_{MAX} nicht über dem in Kapitel 5.4.3 bestimmten Grenzwert liegen, so daß auch negative Delayzeiten, die technisch nicht realisiert werden könnten, prinzipiell ausgeschlossen sind.

$$t_D = \frac{d + a_N}{M_Q \cdot V_{\text{MAX}}} - t_R \quad (58)$$

Die Betrachtungen zur Geschwindigkeitsselektion wurden nur stark vereinfacht durchgeführt. Die Partikel wurden als punktförmig angenommen, so daß für eine bessere Näherung die Bildbereichsgrenzen so zu korrigieren sind, daß auch die größten Partikel immer mit vollem Umfang im Bildbereich liegen. Eine Erweiterung des Geschwindigkeitsbereiches ist außerdem über die Nutzung des maximalen Sichtfeldes möglich. Das rechteckige Bildformat wirkt sich dabei günstig aus.

5.4.5 Elektronik

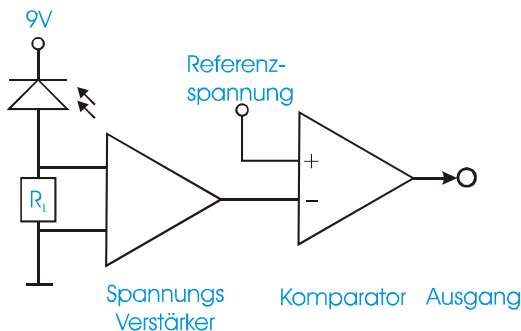
In den vorangegangenen Kapiteln wurde ein klares Anforderungsprofil für die schaltungstechnische Realisierung des Triggers erarbeitet: Partikelschatten, die auf einem homogen, zeitlich gleichförmig beleuchteten Photodiodenarray eine Änderung der eingestrahlichten Lichtintensität verursachen, sollen mit hoher Empfindlichkeit innerhalb von etwa $t_R=66\text{ns}$ detektiert werden. Die Auswertung muß dabei für jedes Photodio-

denelement einzeln erfolgen und die Einzelereignisse dürfen erst anschließend über eine logische Oder-Verknüpfung zum endgültigen Triggersignal kombiniert werden.

Die schaltungstechnisch anspruchsvolle Aufgabe besteht vor allem in der zeitkritischen Vorverstärkung des schwachen Photodiodenstromes I_P (ca. $2\mu\text{A}$ - $4\mu\text{A}$) auf ein Spannungslevel U_A (ca. 30mV - 40mV), das deutlich trennbar ist von Störeinflüssen wie thermischem Rauschen oder elektromagnetischer Störeinkopplung durch einen Plasmabrenner.

Die erfolgreiche Umsetzung hängt im Wesentlichen von der Auswahl eines geeigneten Operationsverstärkers ab.

a) Spannungsverstärkung



b) Stromverstärkung

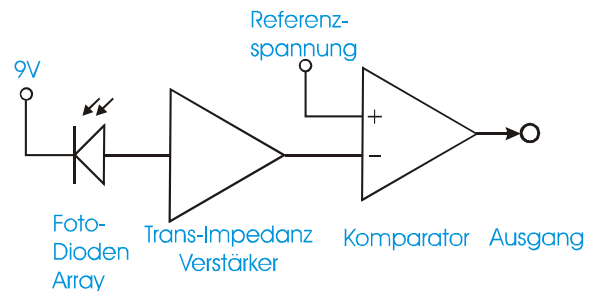


Abb. 51: Grundprinzip der Triggerelektronik

Es ist zu entscheiden, ob das Schaltprinzip, wie in Abb. 51 dargestellt, auf einer Spannungs- oder Stromverstärkung (Transimpedanzverstärkung) basieren soll. Für beide Varianten steht heute eine große Auswahl spezialisierter Bauelemente zur Verfügung.

Bei einer Spannungsverstärkung wird das Eingangssignal über einen Lastwiderstand R_L abgegriffen, der in Serie mit einer Photodiode geschaltet ist. Bei Spannungsverstärkern ist das Verstärkungs-Bandbreiteprodukt f_B eine Konstante und wird für eine Verstärkung $V=1$ angegeben. Die benötigte 3dB-Bandbreite f_G ist bereits über die angestrebte Reaktionszeit t_R bekannt. Die Verstärkung ist über Lastwiderstand, Photodiodenstrom und angestrebtes Spannungslevel am Ausgang bestimmt. Durch Maximierung des Lastwiderstandes soll die Verstärkung möglichst gering gehalten werden. Dies gelingt aber nur, solange die Bandbreite nicht durch die RC-Zeitkonstante von Photodiode C_S und Lastwiderstand R_L begrenzt wird. Als Dimensionierungsrichtlinie kann man folgende Beziehungen aufstellen:

$$R_L = \frac{1}{2\pi \cdot t_R \cdot C_S} \Rightarrow V = \frac{U_A}{I_P \cdot R_L} \Rightarrow f_G = \frac{1}{t_R} \Rightarrow f_B = V \cdot f_G \quad (59)$$

Anhand des in Tabelle 9 dargestellten Zahlenbeispiels kann man erkennen, daß eine starke Abhängigkeit des Verstärkers von der Kapazität der Photodiode besteht. Sie ist durch die Fläche des Photodiodeelementes und die angelegte Sperrspannung bestimmt. Durch die Sperrpolung verringert sich die Sperrschichtkapazität (verkürzte Raumladungszone) und der Kapazitätswert sinkt von $C_S=9\text{pF}$ bei 0V auf $C_S=2,7\text{pF}$ bei 10V (Abb. 52).

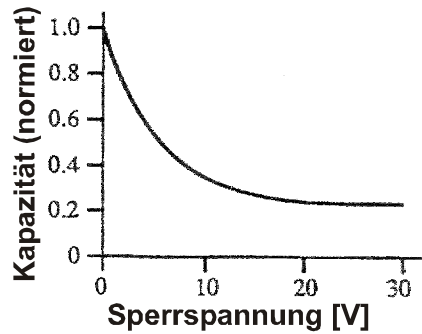


Abb. 52: Kapazität des Photodiodenarrays als Funktion der angelegten Sperrspannung

Eine Anpassung des Lastwiderstandes an den Wellenwiderstand der Zuleitungen (meist 50Ω) ist bei der benötigten Verstärkung kaum möglich.

C _S [pF]	R _L [Ohm]	I _P [μA]	U _A [mV]	V	f _G [MHz]	f _B [MHz]
2,7	2947	3	35	3,0	15	45
9,0	884	3	35	10,0	15	151
2,7	50	3	35	233,3	15	3535

Tabelle 9: Auslegungskriterien für die Wahl eines Spannungsverstärkers

Auch für das Schaltprinzip der Stromverstärkung ist die 3dB-Bandbreite f_G durch die RC-Zeitkonstante des Eingangskreises bestimmt. An die Stelle des Lastwiderstandes tritt der Eingangswiderstand R_E des Transimpedanzverstärkers. Seine Eingangskapazität C_E ist der Photodiodenkapazität parallel geschaltet und liefert dadurch einen additiven Beitrag.

$$f_G = \frac{1}{2\pi \cdot R_E (C_S + C_E)} \quad (60)$$

Im Gegensatz zum Spannungsverstärker ist die Bandbreite eines Transimpedanzverstärkers bis zur Grenzfrequenz f_G unabhängig von der eingestellten Verstärkung. Durch gezieltes Parallelschalten einer weiteren Kapazität kann man die Verstärkung stabilisieren, indem man die Bandbreite auf den benötigten Frequenzumfang reduziert. Die Größe der Verstärkung ist durch einen sogenannten Transimpedanzwiderstand R_T bestimmt, der in einer Operationsverstärker Grundschialtung der Rückkopplung des Ausgangs auf den Eingang entspricht. Da zwischen invertierendem und nichtinvertierendem Eingang kein Stromfluß möglich ist, erhält man die Ausgangsspannung sehr einfach über den vom Photodiodenstrom verursachten Spannungsabfall am Transimpedanzwiderstand.

$$R_T = \frac{U_A}{I_P} \quad (61)$$

Bei mehrstufigen Vorverstärkern wird durch den Transimpedanzwiderstand die Gesamtverstärkung ausgedrückt, so daß der real existierende Rückkoppelwiderstand der ersten Stufe deutlich kleiner sein kann. Für die Verstärkung geringer Eingangsströme sollte ein Verstärker mit einem großen, bereits in den IC integrierten Transimpedanzwiderstand verwendet werden, denn eine externe Beschaltung kann an parasitären Kapazitäten scheitern, die bevorzugt bei großen Widerstandswerten auftreten. Der aus Gl. (61) abgeschätzte Transimpedanzwiderstand von 12KΩ ($U_A=35\text{mA}$, $I_P=3\mu\text{A}$) gehört eindeutig zu dieser kritischen Klasse. Das Anforderungsprofil einer großen Stromverstärkung bei hoher Bandbreite wird ebenfalls für die Signalübertragung in optischen Glasfasernetzwerken benötigt. Man kann deshalb auf den weltweit

eingeführten Industriestandard SONET (Synchronous Optical Networks) zurückgreifen, der sowohl die Optoelektronik wie auch die nachgeschaltete Signalaufbereitung und Rückgewinnung normiert.

Signal		Bit Rate [Mb/s]
STS-1,	OC-1	51,850
STS-3,	OC-3	155,520
STS-12,	OC-12	622,080
STS-48,	OC-48	2488,320
STS-192,	OC-192	9953,280
STS-768,	OC-768	39813,12

Tabelle 10: Sonet Einteilung; STS = Synchronous Transport Signal, OC = Optical Carrier

Durch die verschiedenen Sonet Unterklassen (Tabelle 10) sind für nahezu alle Bandbreitenbereiche optimierte Verstärker verfügbar. Für die Triggerung wird ein Philips SA5212A IC-eingesetzt, dessen Leistungsdaten in Tabelle 11 zusammengestellt sind.

Hersteller	Typ	R_T [k Ω]	f_B [MHz]	I_P^{Max} [μ A]	C_{IN} [pF]	R_{IN} [Ω]	Sonet
Philips	SA5212A	14	140	80	10	110	OC -3
Infinion	FOA1061A1	96	450	8	-	150	OC -12

Tabelle 11: Vergleich des eingesetzten Transimpedanzverstärkers mit einem empfindlicheren und schnelleren Modell von Infinion

Der Vergleich mit einem leistungsfähigeren Modell (Infinion) zeigt, daß sowohl Empfindlichkeit als auch Bandbreite noch weiter optimiert werden können. Dies ist aber nur für eine sehr leistungsschwache Beleuchtung interessant, denn der SA5212A erfüllt bereits gut die an ihn gestellten Anforderungen (Tabelle 12) und ist dabei noch relativ preisgünstig.

C_S [pF]	C_E [pF]	R_T [Ohm]	I_P [μ A]	U_A [mV]	f_B [MHz]	t_R [ns]
0	10	110	3	35	145	7
2,7	10	110	3	35	114	9
9	10	110	3	35	76	13

Tabelle 12: Bandbreite des SA5212A in abh. von den Eingangskapazitäten

Unabhängig davon, welches Schaltungsprinzip (Abb. 51) gewählt wird, müssen die vorverstärkten Signale über eine Nachverstärkung bis auf TTL-Pegel angehoben werden. Für nahezu jeden Sonet IC wird dafür ein speziell abgestimmter Nachverstärker angeboten. Dessen Einsatz ist allerdings von geringem Vorteil, denn er ist meist zu speziell auf die Signalverbesserung und Auswertung einer binär kodierten Pulsfolge abgestimmt, so daß auch die Beschaltung verhältnismäßig aufwendig angelegt ist. Ein einfacherer Weg ist der direkte Vergleich des Signalpegels mit einem für alle Photodioden einheitlichen, über ein Potentiometer einstellbaren Referenzpotential. Die dazu eingesetzten Komparatoren stellen gleichzeitig die benötigte Nachverstärkung zur Verfügung. Über das Referenzpotential ist eine Lichtintensitätsschwelle definiert, die den Abdunklungsgrad festlegt, den ein Partikelschatten überschreiten muß, um ein Triggersignal auszulösen. Man kann daher selektiv auf Voll- oder Halbschatten triggern, wenn sichergestellt ist, daß die einzelnen Photodiodenelemente bei den gleichen Intensitätsschwellen schalten. In der realisierten Schaltung ist dafür noch eine sehr homogene Beleuchtung (siehe Abb. 84) und ein nahezu identisches Schaltverhalten aller Vorverstärker und Komparatoren Voraussetzung.

Es ist denkbar, das statische Referenzpotential durch ein dynamisches zu ersetzen, das aus dem zeitlich gemittelten Vorverstärker-Signal der einzelnen Photodiode gewonnen wird.

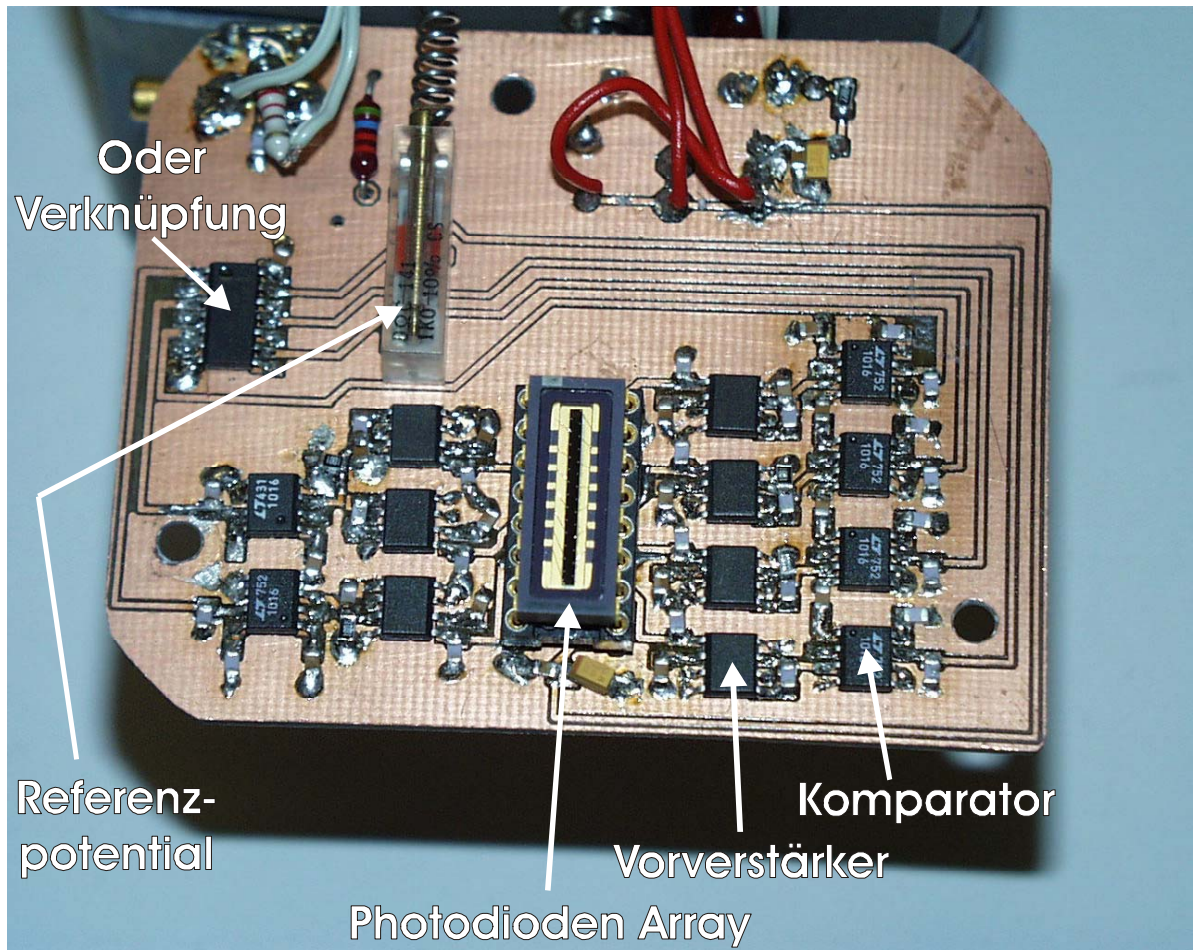


Abb. 53: Foto der Triggerschaltung

Ein Photo der in SMD-Technik aufgebauten Triggerschaltung ist in Abb. 53 dargestellt. Die sieben angeschlossenen Vorverstärker befinden sich in unmittelbarer Nähe zum Photodiodenarray und besitzen jeweils einen ihnen zugeordneten Komparator für den Vergleich mit dem Referenzpotential. Alle Signale laufen dann in einem IC zur Oder-Verknüpfung zusammen. Aus Platzgründen wurde darauf verzichtet alle Photodiodelemente anzuschließen. Für eine erste Prototypschaltung ist die Anzahl der Elemente ausreichend, um genügend Erfahrungen für eine verbesserte Variante zu sammeln.

5.4.6 Getriggerte Partikelaufnahmen

Das entwickelte Triggersystem sollte unter möglichst realistischen aber dennoch einfachen Bedingungen getestet werden. Dazu bietet sich ein Pulverpartikelstrahl an, bei dem über Pulverförderer, Düsendurchmesser und Trägergasstrom die Partikeldichten und Geschwindigkeiten gut kontrolliert werden können.

Bei der Abstimmung zwischen Trigger und 4 Picos Kamerasystem konnte die umfangreiche elektronische Grundausstattung der Kamera erstmalig eingesetzt und ausgetestet werden. Sie übernimmt die Diskriminierung der Triggerpulse (d.h. pro Bild werden alle Trigger Signale bis auf den frei wählbaren n-ten Puls ignoriert) und

die Kontrolle des Timings über die Delayzeit t_D . Es ist möglich ganze Belichtungssequenzen zu programmieren, d.h. auch Mehrfachbelichtungen in Zeitabständen größer $1\mu\text{s}$ sind möglich. Man kann dadurch mehrere Momentaufnahmen innerhalb eines Bildes festhalten.

Durch den Dynamikverlust, der mit jeder zusätzlichen Belichtung verbunden ist, sind in der Summe höchstens zwei bis drei Belichtungen pro Bild sinnvoll. Im Vergleich zu Hochgeschwindigkeitskameras können deshalb keine längeren Bewegungsabläufe aufgezeichnet werden – die erzielbaren Belichtungszeiten sind dafür aber wesentlich kürzer.

5.4.6.1 Einfachbelichtung

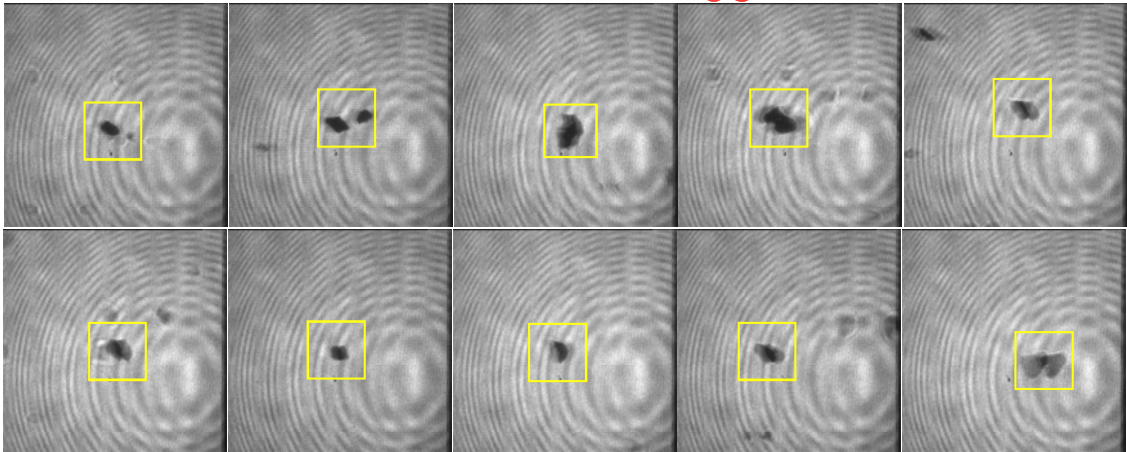
Für die Aufnahmen im Einfachbelichtungsmodus wurde ein Meßort unmittelbar vor dem Zentrum der Pulverdüse gewählt. Mit einer Pulverförderrate unter einem Gramm pro Minute erzielt man mit nur wenigen Partikeln im PSI-Meßvolumen Partikeldichten, die etwa mit den Verhältnissen im Plasmaspritzstrahl vergleichbar sind.

Trärgas	4 SLPM N ₂
Düsendurchmesser	2mm
Pulver	Al ₂ O ₃ , 3 μm - 97 μm
Trigger Delay t_D	14 μs

Tabelle 13: Versuchsbedingungen für die Pulveraufnahmen

Unter diesen Bedingungen (Tabelle 13) ist der Unterschied zwischen getriggerten und ungetriggerten Aufnahmen aus der Betrachtung längeren Filmsequenzen zu erkennen. Für die Darstellung von Abb. 54 wurden aus den Bildserien jeweils zehn Einzelaufnahmen zufällig herausgegriffen. Dies ergibt statistisch gesehen zwar noch keine repräsentative Auswahl, man erkennt aber bereits die Unterschiede zwischen den beiden Aufnahmetechniken.

Aufnahmen mit Trigger



Aufnahmen ohne Trigger

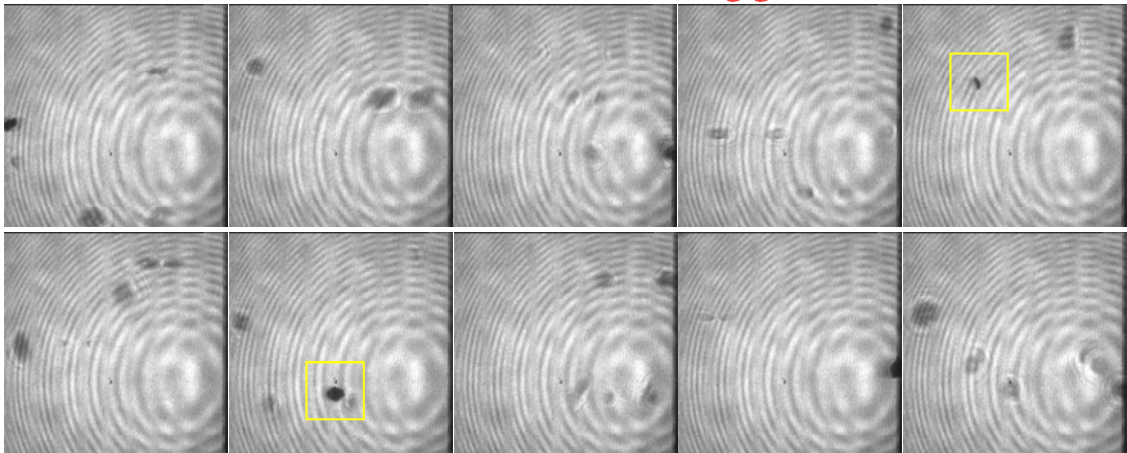


Abb. 54: Vergleich getriggelter und ungetriggelter Pulverpartikel aufnehmen

Ohne Einsatz eines Triggers sind meist mehrere Partikel in einer Bildaufnahme enthalten, die sich aber bereits in so großer Entfernung von der Gegenstandsebene befinden, daß sich ihre Teilschatten nicht mehr überlappen und erste Beugungserscheinungen die Genauigkeit der Bildauswertung herabsetzen. In nur zwei der zehn Aufnahmen sind gut auswertbare Partikel (gelbe Markierung) mit kontraststarkem Volschatten zu sehen. Durch die Fähigkeit des Triggers selektiv nur auf Volschattenintensitäten zu reagieren, ist in den getriggerten Aufnahmen in jedem Bild mindestens ein Partikel und dieses in optimaler Qualität erfaßt. Da im Pulverstrahl die Geschwindigkeiten der Partikel im Mittel sehr gleichförmig sind, kann man mit der nahezu stufenlos einstellbaren Delayzeit t_D der Kamera die mittlere Position der getriggerten Partikel zwischen linkem und rechten Bildrand frei wählen.

5.4.6.2 Mehrfachbelichtung

Über eine Mehrfachbelichtung der Bilder ist es möglich, ein Partikel in einer genau definierten zeitlichen Abfolge mehrfach zu erfassen (Abb. 55).

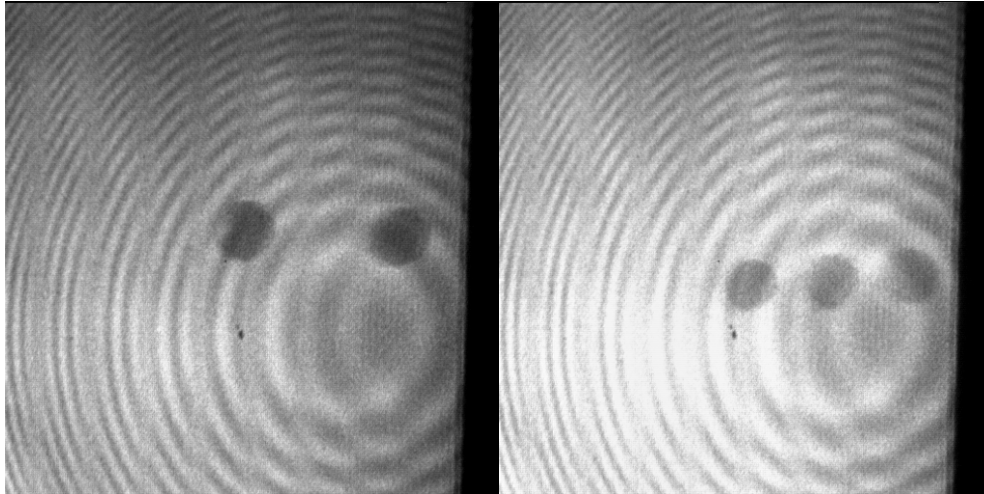


Abb. 55: Getriggerte Aufnahmen unter Zweifach- und Dreifachbelichtung

Der damit einhergehende Dynamikverlust durch die wiederholte Bildaufhellung ermöglicht noch keine Unterscheidung von Halb- und Volschattenintensitäten. Dies kann sich aber ändern, wenn die Bildqualität (Kap. 5.3.5) insgesamt gesteigert wird, indem z.B. die Störungen durch das ringförmige Interferenzmuster eliminiert werden. Mit jeder Belichtung kann dann eine zusätzliche Information über die Dynamik der Partikel gewonnen werden. Bereits bei der Einfachbelichtung ist der horizontale Abstand zwischen Triggerstreifen und Partikelschwerpunkt direkt proportional zur horizontalen Geschwindigkeitskomponente des Partikels. Durch eine weitere Belichtung sind auch die anderen zwei Geschwindigkeitskomponenten zugänglich, so daß man die Flugrichtung des Partikels bestimmen kann. Eine Dreifachbelichtung könnte darüber hinaus noch eine Aussage über die Partikelbeschleunigung liefern.

5.5 Particle Shape Imaging (PSI) Messungen

5.5.1 Pulveranalyse eines engfraktionierten Pulvers

Die Partikelgrößenanalyse innerhalb eines Plasmaspritzstrahls ist nicht das einzige Anwendungsgebiet, für welches das PSI-Verfahren eingesetzt werden kann. Es ist ebenso interessant, das verwendete Spritzpulver selbst nach Größe und Form zu analysieren. Gegenüber anderen Verfahren bietet PSI dabei die Möglichkeit, den Pulvervorbehandlungsprozeß mit allen Zwischenstufen in die Analyse mit einzubeziehen. Dies erstreckt sich vom Transport durch das Leitungssystem über ein Trägergas bis hin zur freien Injektion durch eine Injektionsdüse in die Atmosphärenumgebung. Durch die Analyse der Partikel im freien Flug werden Selektionsprozesse vermieden, die bei anderen Verfahren z.B. schon bei der Entnahme der Pulverproben entstehen können.

Betrachtet man wieder das Thermische Spritzen als Anwendungsziel, so ist eine möglichst eng fraktionierte Größenverteilung der Partikel wünschenswert, um eine gleichförmige Partikelbehandlung im Plasmaspritzstrahl zu garantieren. Für Spezialanwendungen versucht man durch eine Vorbehandlung der Pulver (Sphäroidisieren) z. B. die Form der Partikel einheitlich zu gestalten.

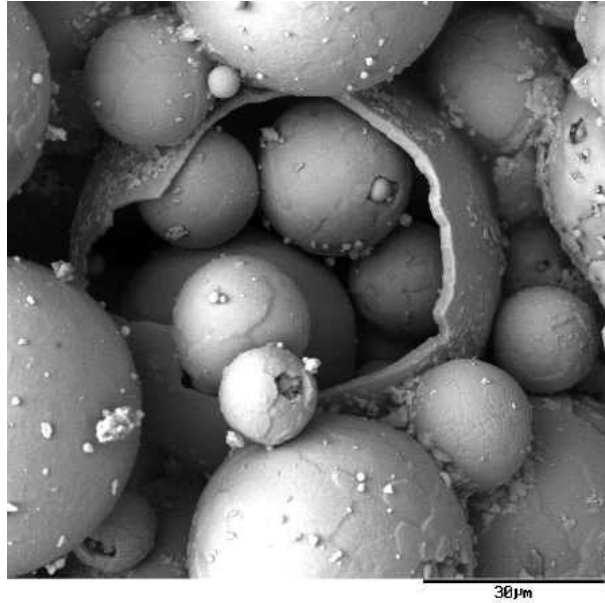


Abb. 56: Elektronen-Mikroskop Aufnahme von sphäroidisierten Zirkoniumoxid Pulverpartikeln.
Quelle: Universität Dortmund, Lehrstuhl für Werkstofftechnologie

Anhand der Elektronen-Mikroskop Aufnahme von Abb. 56 kann man leicht verstehen, wodurch der Pulverförderprozeß die Pulverfraktion beeinflussen kann. Bei dem verwendeten sphäroidisierten, Yttrium stabilisierten, Zirkoniumoxid Pulver ($\text{ZrO}_2\text{7Y}_2\text{O}_3$) bestehen die Partikel nämlich aus Hohlkugeln, die ihrerseits wieder weitere Partikel enthalten können. Bei den üblicherweise eingesetzten Pulverfördersystemen (hier Twin-System-10C, Sulzer Metco) ist eine Rühreinheit im Einsatz, um das Pulver gleichmäßig nachströmen zu lassen. Dies kann dazu führen, daß die Hüllen der Partikel aufgebrochen und die eingeschlossenen, kleineren Partikel freigesetzt werden. Über eine Kontrolle der endgültigen Partikelgrößenverteilung können derartige Veränderungen erkannt werden.

Ein eng fraktioniertes Pulver kann auch zur Evaluierung des Particle Shape Imaging Systems dienen, wenn mit dem Fraktionierungsprozeß eine mit der Meßgenauigkeit der Diagnostik vergleichbare Größentrennung erzielt werden kann. Spezielle Kalibrierpulver nach NIST (National Institute of Standard)) Standard sind für die beim Plasmaspritzen verwendeten Pulvermengen sehr kostspielig. Bei der Firma Dynal Particles AS (www.dyno.no) kosten eine Gramm monodisperse Polystyren Partikel etwa 970 € und die Partikel sind nur in flüssiger Suspension erhältlich.

Als Alternative zu den teuren Kalibrierpulvern und den unbeweglichen Testtarget-Strukturen wurde versucht, engfraktionierte Pulverproben über einen mehrstufigen Siebprozeß zu gewinnen. Diese Arbeiten wurden von der Universität Dortmund (Lehrstuhl für Werkstofftechnologie) in freundlicher Unterstützung durchgeführt. Ausgehend von 250g des beschriebenen Zirkoniumoxid Pulvers (Fraktion 5µm bis 100µm) wurde über eine 4-stufige Siebkolumne (übereinander angeordnete Siebe) eine Aufteilung in fünf Größenbereiche (Abb. 57) vorgenommen. Der Siebprozeß wurde über einen Zeitraum von 1 ½ Stunden durchgeführt mit Siebmaschengrößen von 90µm, 63µm, 40µm und 20µm.



Abb. 57: Engfraktionierte Pulverproben als Ergebnis eines Siebprozesses

Die resultierenden Pulverproben wurden anschließend mit dem PSI-Verfahren untersucht, wobei die Partikel im Flug unmittelbar hinter der Pulverinjektordüse erfaßt wurden.

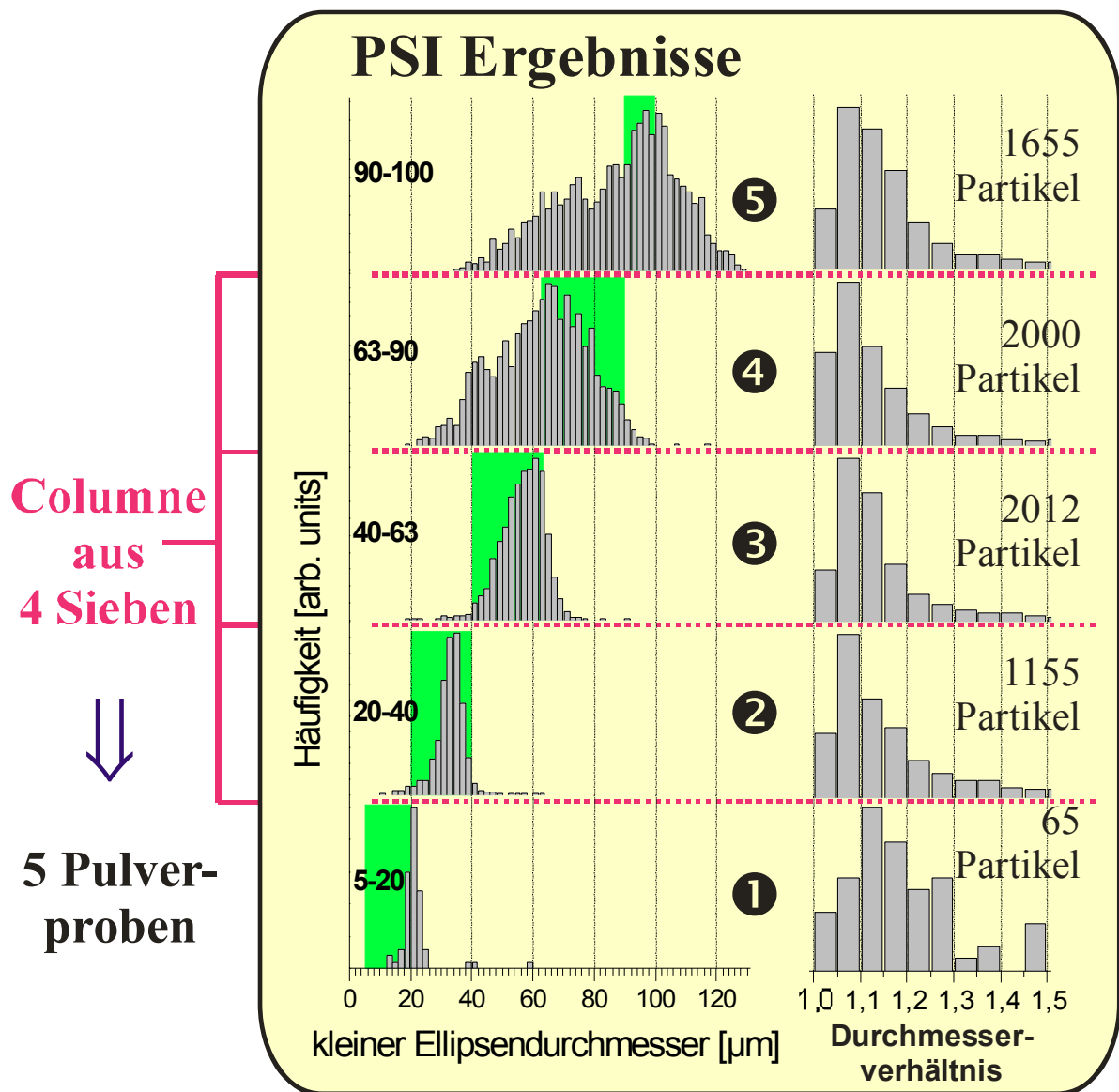


Abb. 58: PSI Größen- und Formanalyse für durch einen Siebprozeß fraktionierte Pulverproben

Durch die Vorgabe einer optimalen Pulverfördertrate wäre es möglich gewesen, auf das in PSI integrierte Trigger System zu verzichten. Da eine Größenselektion durch den Trigger nahezu ausgeschlossen werden kann, wurde er eingesetzt, um gezielt

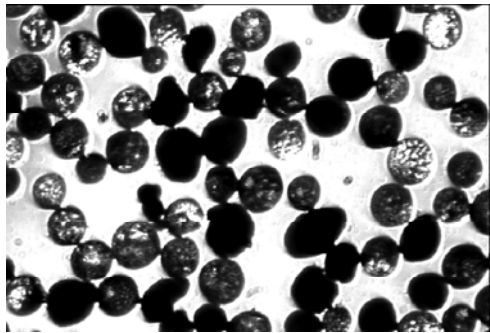
scharf abgebildete Partikel nahe der PSI-Gegenstandsebene auszuwählen. Durch die Triggerung konnten außerdem sehr niedrige Partikelraten verwendet werden, so daß auch Probe 1 trotz geringer Pulvermenge untersucht werden konnte.

Die Ergebnisse der PSI Probenanalysen sind in Abb. 58 dargestellt. Von den PSI-Beschreibungsgrößen wurden die kleinen Ellipsendurchmesser für die Darstellung ausgewählt, denn sie sind für den Siebvorgang relevant [63]. Nur Partikel, deren kleine Ellipsendurchmesser unterhalb der Siebmaschengröße liegen, sind in der Lage, das Sieb zu passieren. Ob dies auch vollständig erfolgt ist, kann man anhand der grün eingezeichneten Intervalle erkennen. Sie entsprechen den Größengrenzen, die man auf Grund der Siebmaschengröße erwartet. Parallel dazu ist als zweite Darstellung das Verhältnis von großem zu kleinem Ellipsendurchmesser aufgetragen, um die Form der Partikel zu charakterisieren. Im Schnitt wurden ca. 2000 Partikel pro Probe erfaßt, so daß trotz einer feinen Klasseneinteilung (2µm Intervalle) die Statistiken äußerst schwankungsstabil sind. Einzige Ausnahme ist dabei Probe ❶. Die PSI Messung gelang dort erst im zweiten Anlauf und der verbliebene Pulverrest ermöglichte nur noch wenige Bildaufnahmen. Beim ersten Versuch wurde die Schutzglasscheibe vor dem Mikroskop innerhalb weniger Sekunden mit dem feinen Partikelstaub zugesetzt, denn im Gegensatz zu den anderen Proben ist bei den 5-20µm Partikeln der injizierte Partikelstrahl nicht mehr gerichtet, sondern zerstäubt unmittelbar hinter der Düse. Durch Anblasen der Scheiben mit Preßluft kann man derartige Beeinträchtigungen verhindern.

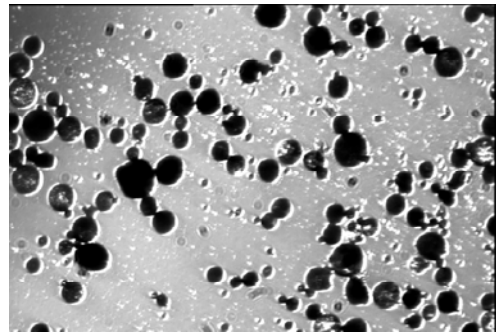
Vergleicht man die statistischen Größenergebnisse der Proben ❶ and ❷ mit denen der Proben ❸, ❹ and ❺, dann fällt der signifikante Anteil an Partikeln auf, die wesentlich kleiner als die Maschengröße der Siebe sind. Im Idealfall hätten diese Partikel unter Berücksichtigung der Siebeladung und der ausreichend hohen Siebzeit das jeweilige Sieb passieren müssen. Anscheinend sind die Partikel aber durch starke elektrostatische Kräfte so fest aneinander gebunden, daß bei der im Vergleich zu den unteren Sieben hohen Beladung der Entmischungsprozeß noch nicht abgeschlossen wurde.

Bei Probe ❶ basiert die Intervall-Obergrenze (100µm) alleine auf den Herstellerangaben bezüglich des ungesiebten Ausgangspulvers. Nach der Angabe $-100 +5$ sollten 90% der Partikel im Größenbereich zwischen 5µm und 100µm liegen, was hier offensichtlich nicht zutrifft. Dies ist kein sehr überraschendes Ergebnis, denn bei Standardpulvern sind die spezifizierten Größenangaben meist sehr unzuverlässig und schwanken zwischen den einzelnen Chargen. Eine derart große Abweichung von bis zu 30% kann auch nicht durch Meßfehler bei der PSI-Analyse erklärt werden, denn gerade für große, optisch leicht zu identifizierende Partikel ist die Meßgenauigkeit gut.

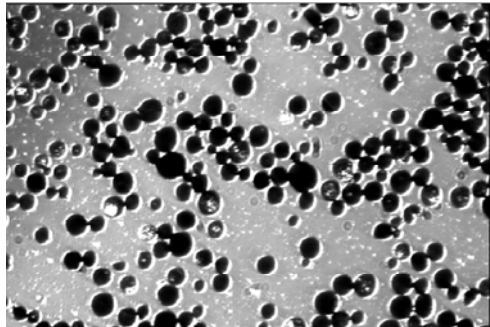
In den anderen Proben dürften keine Partikel oberhalb der Siebmaschengröße gefunden werden. Jedoch sind auch in den Proben ❸ und ❹ zu große Partikel vorhanden. Bei einer lichtmikroskopischen Untersuchung des Siebs mit 90µm Maschendurchmesser konnten auch Öffnungen mit 100 bis 120 µm gefunden werden. Berücksichtigt man noch, daß die Siebe aus fein gespannten, mechanisch verschiebbaren Drähten bestehen, dann sind die festgestellten Abweichungen verständlich.



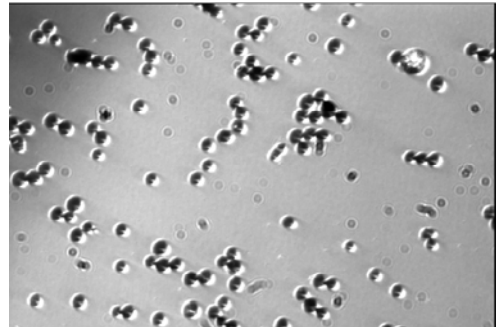
Probe 5: 90µm-100µm



Probe 4: 63µm-90µm



Probe 3: 40µm-63µm



Probe 2: 20µm-40µm

Abb. 59: Mikroskopaufnahmen der analysierten Pulverproben

Da die durch den Siebprozeß erzielte Genauigkeit der Größenfraktionierung nicht ausreichte, um die erhoffte Überprüfung der PSI-Meßgenauigkeit durchzuführen, wurden die Pulveranalyseergebnisse durch eine manuelle Größenquantifizierung unter dem Lichtmikroskop (Wild Heerbrugg, M5A, 50xVergrößerung) überprüft. In den Mikroskopaufnahmen (Abb. 59) wurde speziell nach den kleinsten und größten mit PSI gemessenen Partikeln gesucht, die in guter Übereinstimmung auch gefunden wurden. Aus den Mikroskopbildern kann man auch deutlich erkennen, daß es Regionen gibt, in denen die Partikel überdurchschnittlich klein oder groß sind. Für eine statistische Quantifizierung müßten also viele Aufnahmen gemacht werden. Wenn man zur Beurteilung der Partikelformen übergeht fällt auf, daß die Partikel trotz Sphäroidisierung teilweise eine deutlich längliche Form zeigen. Dies spiegelt sich auch in den PSI-Statistiken der Durchmesser verhältnisse von Abb. 58 wieder. Bei der Sphäroidisierung wird meist ein Induktionsplasma eingesetzt, das die Partikel mit geringer Geschwindigkeit und hoher Partikeldichte durchlaufen. Obwohl der Großteil der Partikel durch das oberflächliche Aufschmelzen rund wird, kann es passieren, daß sich einzelne Partikel miteinander verbinden. Sie bilden dann ein größeres Partikel, das starke Abweichungen von der runden Form aufweisen kann.

5.5.2 Aufnahmen im Plasma

Die gezeigten Messungen an einem Pulverstrahl sind für die PSI-Diagnostik der erste Schritt auf dem Weg zu einer erfolgreichen Anwendung beim Thermischen Spritzprozeß. Die grundlegenden Techniken zur Bildaufnahme und Auswertung ändern sich auch bei Partikel aufnehmen im Plasmaspritzstrahl nicht. Neue Anforderungen stellen sich aber durch extreme Partikeldichten- und Geschwindigkeitsgradienten und externe Störeinflußgrößen (Kap. 5.3.5.3). In geringer Entfernung zur Düse des Plasmabrenners sind Messungen demzufolge am schwierigsten. Die injizierten Partikel erfahren in diesem Bereich z. B. eine Richtungsänderung um 90 Grad und wer-

den auf einer Strecke von 2cm bis 3 cm bis auf ihre Endgeschwindigkeit beschleunigt (Siehe Kap. 5.7).

In dieser kritischen Zone wurden PSI-Bildaufnahmen durchgeführt, wobei eine Querebene 3cm vor der Düse eines F4 Brenners abgescannt wurde. Die Spritzparameter sind in Tabelle 14 zusammengefaßt.

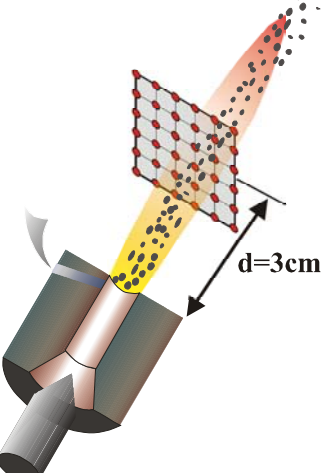
	Brennerstrom	330A
	Plasmagas	35SLPM Ar / 14 SLPM N ₂
	Spritzpulver	Al ₂ O ₃ -TiO ₂ Pulver, 3µm-97µm
	Injektion	6 SLPM Ar über 2mm Düse
	Meßraster	11x11 Ebene, 18mm Seitenlänge

Tabelle 14: Spritzparameter für die Versuche im Plasma

Bei den Aufnahmen ohne Einsatz des Triggersystems konnten nur sehr wenige Partikel erfaßt werden, obwohl an jedem Meßpunkt jeweils 100 Bilder aufgenommen wurden. Erfolgreicher war die Durchführung mit Trigger, deren Ergebnisse in Abb. 60 zusammengefaßt sind.

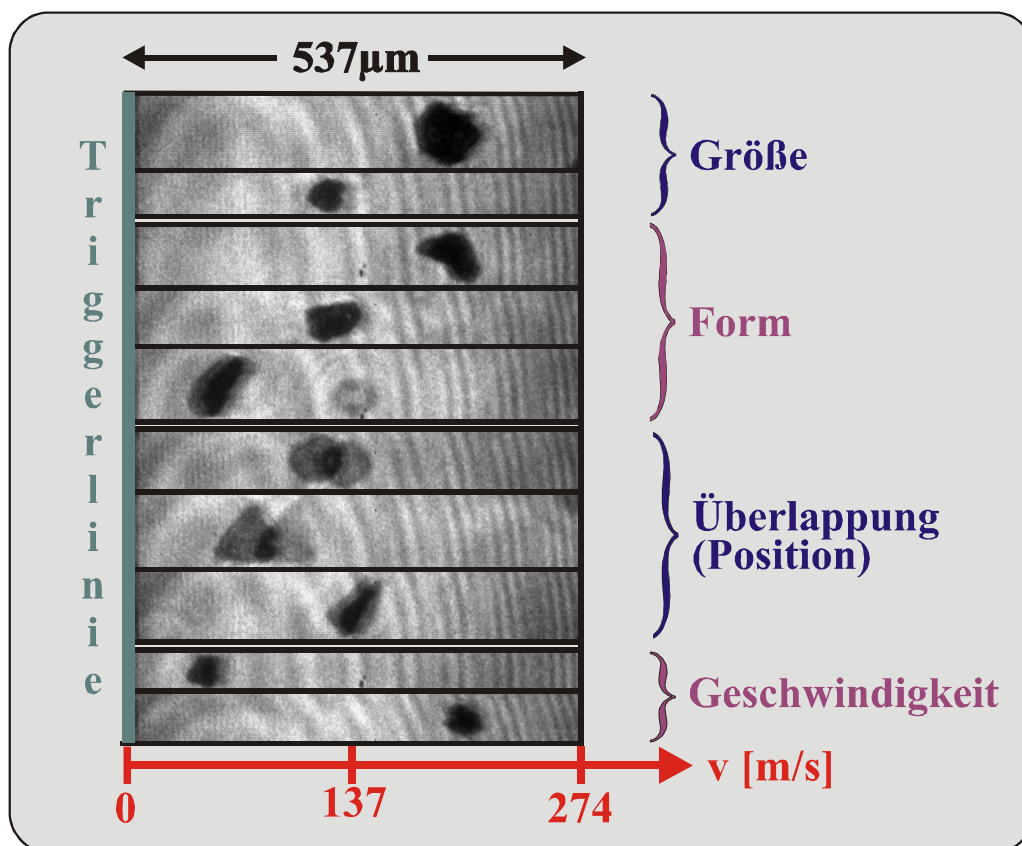


Abb. 60: Getriggerte Aufnahmen von Al₂O₃-TiO₂ Pulverpartikel im Plasmaspritzstrahl

Von den an unterschiedlichen Meßorten aufgenommenen Bildern wurde jeweils nur der Partikelbereich herausgeschnitten um exemplarisch die Möglichkeiten zur Bestimmung von Größe, Form, Position und Geschwindigkeit der Pulverpartikel im Plasma zu demonstrieren.

Man erkennt, daß die Partikel noch nicht aufgescholzen sind und deshalb unterschiedliche Formen und Orientierungen aufweisen. Durch die Trigger Vorauswahl über Vollschattenintensitäten sind die photographierten Partikel scharf abgebildet und in der Umrißkontur deutlich gegenüber dem Hintergrund abgesetzt. Die Bildqualität ist (siehe Abb. 60) für den menschlichen Betrachter vergleichbar mit den Aufnahmen ohne Plasmaeinwirkung. Die automatisierte Bildauswertung ist trotzdem noch auf den durch Schliereneffekte inhomogener ausgeleuchteten Bildhintergrund abzustimmen. Deshalb sind im Plasma bisher nur qualitative aber noch keine statistischen Auswertungen wie bei den Pulveranalysen durchgeführt worden. Nur wenige Aufnahmen sind durch den statistisch auftretenden Schliereneffekte derart gestört, daß sie verworfen werden müssen. Es handelt sich dabei um Bilder, bei denen der Beleuchtungslaserstrahl nicht nur abgelenkt, sondern zusätzlich noch stark fokussiert oder aufgeweitet wurde.

Durch den Einsatz des Triggers ist neben Größen- und Forminformation für jedes Partikel auch die zugehörige Geschwindigkeit in den PSI-Aufnahmen festgehalten. Sie läßt sich aus dem Abstand des Partikelschwerpunktes vom Triggerstreifen am linken Bildrand berechnen. Für die Skalierung der Geschwindigkeitsachse wurde die eingestellte Delayzeit $t_D = 1,7 \mu s$ und die Reaktionszeit t_R (Kap. 5.4.3) von Kamera und Trigger verwendet.

5.6 Erweiterung des Meßsystems durch eine Laser Doppler Anemometrie Diagnostik (LDA)

Die Laser-Doppler-Anemometrie hat sich von 1964 [64] bis heute zu einem etablierten Verfahren zur Geschwindigkeitsmessung entwickelt. Es wird mittlerweile kommerziell vertrieben und in vielen Bereichen der Industrie (z.B. Strömungsforschung) eingesetzt.

Das Labor für Plasmatechnik hat diese Entwicklung in Form mehrerer Dissertationen [17, 18] mit dem Ziel unterstützt, die LDA speziell an die Anforderungen des Thermischen Spritzens anzupassen. Dabei wurde ein mobiles Meßsystem entwickelt, das auch Gegenstand dieser Arbeit ist.

Die umfangreichen theoretischen Grundlagen der Laser-Doppler-Anemometrie sind in der angegebenen Literatur [65, 66] aufgearbeitet.

5.6.1 Zielsetzung

Ziel war die Integration der Laser-Doppler-Anemometrie in das Particle-Shape-Imaging Verfahren. Das LDA-System verwendet dabei die Sendeseite der PSI-Diagnostik zur Partikelbeleuchtung. Nur mit diesem Aufbau bietet sich die Möglichkeit, von ein und demselben Partikel gleichzeitig das LDA-Streulichtsignal und das zugehörige PSI-Bild aufzunehmen. Die Wahrscheinlichkeit für mehr als ein Partikel im Meßvolumen ist klein. Die unmittelbare Korrelation zwischen beiden Verfahren kann über die zeitgleiche Triggerung von PSI und LDA erzielt werden. Ohne eine

gemeinsame Triggerung ist nur die Zuordnung der statistischen Mittelwerte der Messungen mit PSI und LDA möglich.

Als Alternative hätte das bestehende mobile LDA-System simultan zur PSI-Diagnostik betrieben werden können. Die partikelspezifische Zuordnung der Signale wäre dann aber nicht möglich gewesen. Problematisch ist auch die Koordination des Meßablaufs zwischen beiden Verfahren: Die Steuer- und Auswertesoftware der LDA ist in einer mittlerweile nicht mehr verfügbaren Programmiersprache (ASYST) geschrieben und die hardwarenahe Ansteuerung der Meßkarte zur Datenerfassung ist unter modernen Betriebssystemen nur über neu zu entwickelnde Treiber möglich. Langfristig ist außerdem die Umstellung der LDA-Burstauswertung von der Counter Prozessor Technik (4:3 Vergleich) auf eine FFT-Signalanalyse geplant.

Da das bestehende LDA System trotz veralteter Software noch immer erfolgreich für die Diagnostik Thermischer Spritzprozesse im Einsatz ist, wurde es als eigenständiges Verfahren im Zuge der Zusammenführung von LDA und PSI bezüglich der optischen Komponenten modernisiert.

Für das kombinierte LDA/PSI System wurde dagegen die Signalerfassung über ein voll automatisiertes Le Croy LT364 Oszilloskop realisiert. Die aufgenommenen Daten werden über eine Netzwerkverbindung an den PSI-Steuerungscomputer übertragen und dort nach einem neu entwickelten FFT-Verfahren ausgewertet. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß die modulierten LDA-Streulichtsignale (Bursts) auch noch bei Störungen durch externe Einflüsse (z.B. Plasma) gut ausgewertet werden können. Kommerzielle FFT-Auswertesysteme, wie sie z.B. von der Firma Dantek angeboten werden, bieten durch ihren „Black-Box“ Aufbau nicht die nötigen Eingriffs- und Beurteilungsmöglichkeiten, um die Doppler Signale des PSI/LDA Systems auszuwerten.

5.6.2 Modernisierung des mobilen LDA-Systems

Die für die Kombination von PSI und LDA nötigen Maßnahmen konnten gleichzeitig zur Modernisierung des bestehenden mobilen LDA-Systems verwendet werden.

Es war notwendig, die Laser Doppler Anemometrie auf die Wellenlänge (532nm) der eingesetzten diodengepumpten Nd:YAG-Laser umzustellen. Das mobile System profitiert dadurch von der geringen Größe, der ausgezeichneten Strahlqualität und der hohen Leistungsstabilität des Compass-315M-Lasers. Bei größerem Bedarf an Lichtleistung (>100mW) kann es auch zusammen mit dem Verdi-Laser (2W) betrieben werden.

Diese Maßnahme zog einen Austausch des in der Empfangsoptik verwendeten, extrem schmalbandigen Interferenzfilters nach sich. Dieses Filter ist eine der Hauptkomponenten, um LDA-Messungen an einem Plasmaspritzstrahl mit hohem Eigenleuchten durchführen zu können. Das eingesetzte Modell (Owis, Nr. 003FC10-25) ist eine Spezialanfertigung und besitzt eine Halbwertsbreite von 0,3nm.

Bei derart schmalbandigen Filtern muß die Abhängigkeit des Transmissionsprofils auf Änderungen des Lichteinfallswinkels θ und der Temperatur T berücksichtigt werden. Die Winkelabhängigkeit der Zentralwellenlänge $\lambda_0=532\text{nm}$ ist dabei der größere Einflußfaktor und kann durch Verkippen des Filters zur Abstimmung auf λ_θ verwendet

werden, wenn der Brechungsindex N_M des umgebenden Mediums und des Filters $N_F = 1,45$ bekannt ist.

$$\lambda_\theta = \lambda_0 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{N_M}{N_F} \cdot \sin(\theta) \right)^2} \quad (62)$$

Durch eine solide Montage des Filters sind Änderungen der Filterkurve während einer Messung auszuschließen. Die Kontrolle des Temperatureinflusses gestaltet sich dagegen schwieriger und wurde bisher vernachlässigt. Dabei ist die direkt proportional zur Temperaturänderung verlaufende Wellenlängenverschiebung mit einem Koeffizient von ca. 0.016 nm/K, bezogen auf die geringe Halbwertsbreite des Filters, sehr groß. Schon eine Temperaturänderung von nur 10 Kelvin ist ausreichend, um das Licht der Laserwellenlänge nahezu vollständig zu blockieren!

Eine neue Temperaturregelung basiert auf einem Wasserkreislauf, um auch bei hohen Umgebungstemperaturen, wie sie z.B. in einer Spritzkabine auftreten können, eine ausreichende Wärmeabfuhr für die Kühlung sicherzustellen. Die Wassertemperatur wird über ein Kühlaggregat (WK 230 Lauda) geregelt. Die gleichzeitige Verwendung zur Laserkühlung lieferte mit der dadurch produzierten Abwärme die zur Regelung erforderliche, kontinuierliche Gegenheizung. Durch diese Maßnahme konnte die LDA-Datenrate um einen Faktor 2 gesteigert und stabilisiert werden.

5.6.3 Zusammenführung des PSI- und LDA-Verfahrens

Die Kombination von Laser-Doppler-Anemometrie und Particle-Shape-Imaging erscheint auf den ersten Blick wegen des nahezu identischen Aufbaus der Sendeseiten problemlos. Bei näherer Betrachtung gibt es aber zwei wesentliche Unterschiede zu einem Standard LDA-Aufbau:

1. Bei PSI soll das Meßvolumen in einem relativ großen Durchmesserbereich möglichst homogen ausgeleuchtet werden („Flat-Top“ Strahlprofil). Standard LDA-Systeme dagegen fokussieren das Licht mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung auf einen möglichst kleinen Durchmesser um möglichst viel Laserleistung im Meßvolumen zu konzentrieren.
2. Bei PSI ist der Überkreuzungswinkel α_{PSI} der Laserstrahlen durch das Fernmikroskopieobjektiv fest vorgegeben. Im Vergleich zum Überkreuzungswinkel α_{LDA} bei einem Standard LDA Aufbau gilt: $\alpha_{PSI} \approx 9 \cdot \alpha_{LDA}$. Die LDA-Streifenbreiten d_G und die gemessenen Dopplerfrequenzen stehen im gleichen Verhältnis.

	Standard LDA-Geometrie	PSI-Geometrie
Voller Schnittwinkel 2α der Laserstrahlen	1,718 Grad	14,54 Grad
LDA-Streifenbreite d_G	17,735 μm	2,21 μm
Focussierungsbrennweite	1000 mm	-
Detektor Bandbreite	120MHz	120MHz
Maximal detektierbare Geschwindigkeit	1065 m/s	130 m/s
Detektor Abstand vom Meßvolumen	1000mm	1000mm
Detektor Apertur-Durchmesser	5cm	5cm
Strahldurchmesser im Laserüberkreuzungspunkt D_G	660 μm	1000 μm
Geometrisches LDA-Meßvolumen in mm (siehe Abb. 63)	$x_M=0,66$ $y_M=0,66$ $z_M=44,0$	$x_M=1,0$ $y_M=1,0$ $z_M=7,7$
Anzahl der Interferenzstreifen im Meßvolumen N_{FG}	37	452

Tabelle 15: Vergleich der PSI-Geometrie mit einem Standard LDA-Aufbau

Der erste Punkt ist nur eine Frage der verfügbaren Laserleistung. Ein „Flat-Top“ Strahlprofil wurde bereits erfolgreich für LDA-Messungen eingesetzt und hat sich als günstig im Vergleich zu dem gängigen gaußförmigen Strahlprofil erwiesen [67,68].

Die Auswirkungen des zweiten Punktes sind technischer und prinzipieller Natur. Der technische Aspekt betrifft die 9-fach höheren Dopplerfrequenzen und die daraus resultierenden Anforderungen an die Bandbreite des Detektors und dessen nachgeschaltete Verstärkerelektronik. Man bewegt sich dabei noch in einem Bereich, der mit kommerziellen Geräten realisiert werden kann. Von prinzipieller Natur sind die Auswirkungen auf die LDA-Burstsignale (Abb. 61). Für die Detektierbarkeit eines Partikels sind sowohl die in den Detektor gestreute Lichtleistung als auch der Modulationsgrad m ausschlaggebend.

$$m = \frac{A_{MAX} - A_{MIN}}{A_{MAX} + A_{MIN}} = \frac{dA}{A_{PED}} \quad (63)$$

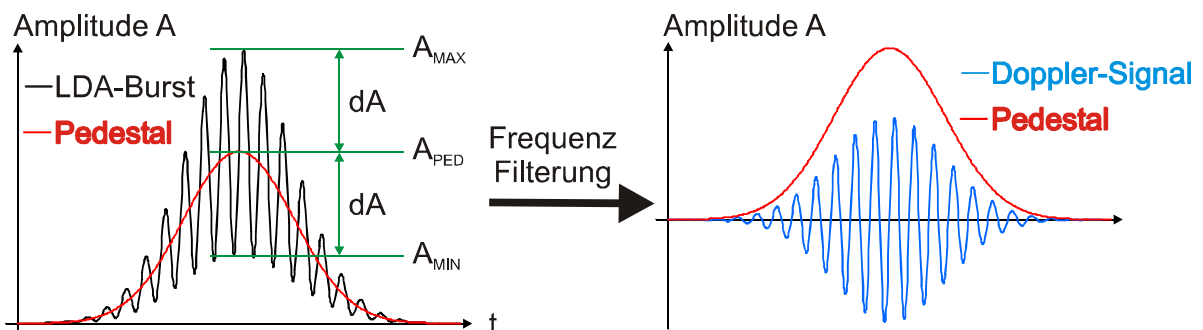


Abb. 61: LDA-Burst und seine frequenzmäßige Trennung in einen niederfrequenten (Pedestal) und einen hochfrequenten Anteil (Doppler Signal).

Ein LDA-Burst läßt sich frequenzmäßig in einen niederfrequenten (Pedestal) und einen hochfrequenten (Doppler-Signal) Anteil aufspalten. Die Pedestal spiegelt die gaußförmige Intensitätsverteilung im Meßvolumen wieder. Die Geschwindigkeitsin-

formation dagegen ist im Doppler-Signal enthalten, das durch das in periodischer Abfolge vom Partikel gestreute Licht des LDA-Interferenzmusters erzeugt wird. Man nennt dieses klassische Vorstellungsmodell auch Interferenzstreifenbild. In diesem Modell ist ein LDA-Burst nur dann vollständig moduliert ($m=1$), wenn der Partikeldurchmesser kleiner als eine LDA-Streifenbreite ist. Bei sehr großen Partikeln befinden sich sehr viele Streifen auf einem Partikeldurchmesser und die Intensitätsänderung des gestreuten Lichtes durch einen einzelnen neu hinzugekommenen bzw. weggefallenen Streifen ist deshalb sehr gering ($M \ll 1$). Nach dem Interferenzstreifenmodell können mit der PSI-Geometrie folglich nur Partikel erfaßt werden, deren Durchmesser kleiner als etwa $2\mu\text{m}$ ist.

Ein genaueres Bild der Verhältnisse liefert die Mie-Theorie. Sie ermöglicht die numerische Simulation des Streuverhaltens ideal runder Partikel und soll im folgenden zum Vergleich der Standard LDA- und PSI-Geometrie verwendet werden. Für die Berechnungen wurde das kommerzielle Programm „Light Scattering Analysis – LSA“ [69] eingesetzt. Die darin verwendeten Algorithmen wurden am Physik Department der Technischen Universität Dänemark bzw. am Laboratoire d’Energétique des systèmes et procédés INSA in Rouen in Frankreich entwickelt. Die Ergebnisse der Mie-Theorie sind stark von den Materialeigenschaften der Partikel abhängig – insbesondere vom komplexen Brechungsindex. Für den Vergleich wurde hier einheitlich Al_2O_3 als Spritzwerkstoff verwendet. Es hat einen rein realen Brechungsindex von $n=1,65$ [70].

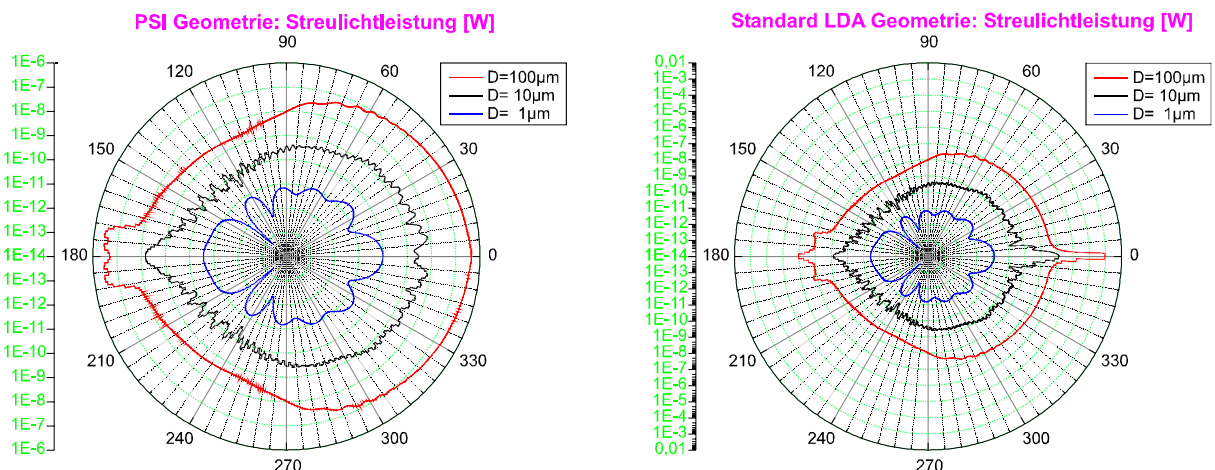


Abb. 62: Vergleich der Streulichtleistung für Partikel mit $1\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ und $100\mu\text{m}$ Durchmesser

Bei der Betrachtung der Winkelabhängigkeit der Streulichtleistung (Abb. 62) kann man erkennen, daß bei der Standard LDA Geometrie die Partikel in Vorwärtsrichtung (0 Grad) um zwei bis drei Größenordnungen mehr Licht streuen als in die übrigen Raumwinkelbereiche. Die PSI-Geometrie zeigt diese Charakteristik nur bei kleinen Partikeldurchmessern. Bei größeren Durchmessern wird sogar etwas weniger Licht in Vorwärtsrichtung gestreut. Insgesamt erhält man eine homogenere Verteilung mit etwa derselben mittleren Streulichtleistung wie in der Standard LDA Geometrie. Erstaunlich ist auch, daß in den beiden Beleuchtungsrichtungen ($\alpha = \pm 7,5$ Grad) keine ausgeprägten Intensitätsmaxima auftreten, denn schließlich sind die Beugungsmuster um diese Richtungen zentriert.

Für die Positionierung des LDA-Detektors ist die Streulichtleistung nicht das einzige Kriterium. Durch den erfaßten Raumwinkelbereich des Detektors kann eine weitere Eingrenzung des LDA-Meßvolumens erzielt werden, so daß man auch bei größeren

Partikeldichten Messungen durchführen kann. Das durch den Überschneidungsbereich der Laserstrahlen (mit Durchmesser D_G im Überkreuzungsbereich) definierte geometrische Meßvolumen entspricht einem Ellipsoid mit den Halbachsendurchmessern x_m , y_m , z_m , in dem eine Anzahl N_{FR} von LDA-Interferenzflächen mit relativen Abständen d_G eingeschlossen ist:

$$x_M = D_G \quad y_M = \frac{D_G}{\cos(\alpha)} \quad z_M = \frac{D_G}{\sin(\alpha)} \quad N_{FR} = \frac{x_M}{d_G} = \frac{D_G}{d_G} \quad (64)$$

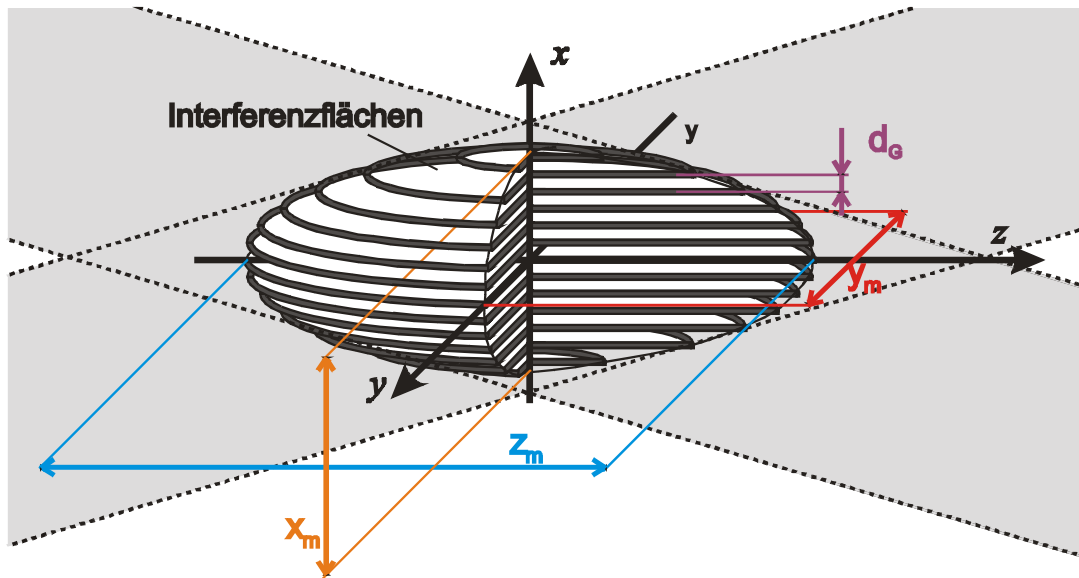


Abb. 63: Geometrisches Meßvolumen der LDA

Wie man sieht, ist das LDA-Meßvolumen in axialer Richtung (z_m) bei kleinen Schnittwinkeln besonders ausgedehnt. Man positioniert den Detektor deshalb nach Möglichkeit nicht genau in Vorwärts- (0 Grad) oder Rückwärtsrichtung (180 Grad), sondern unter einem Winkel von etwa 30 Grad. Ein Vergleich dieser beiden praxisrelevanten Detektorpositionen (0 Grad und 30 Grad) ist in Abb. 64 zu sehen.

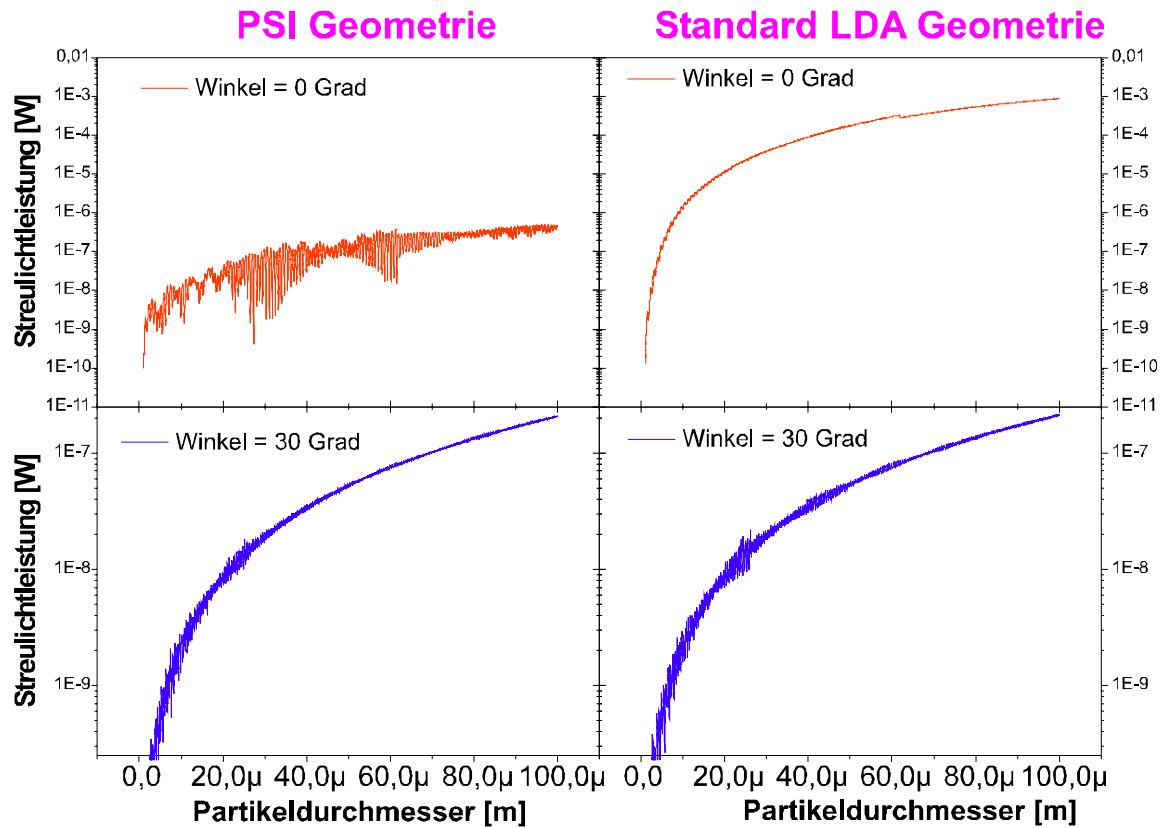


Abb. 64: Abhängigkeit der Streulichtleistung vom Partikeldurchmesser

Der Vergleich der Streulichtleistungen in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser zeigt bei der PSI Geometrie die bereits festgestellte reduzierte Streulichtintensität in Vorwärtsrichtung. Sie ist starken, durchmesserabhängigen Schwankungen unterworfen, die bei der Standard LDA Geometrie nicht auftreten. Bei schräger Vorwärtsstreuung (30° Winkel) liefern beide Aufbauten aber wieder nahezu identische Ergebnisse.

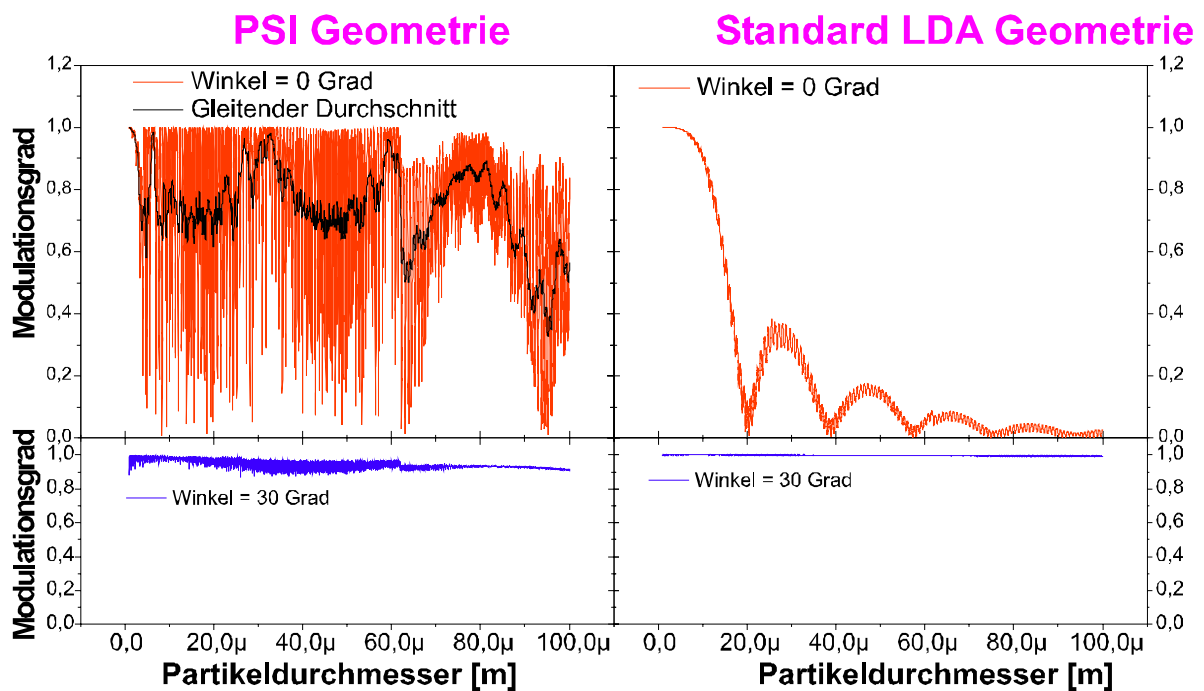


Abb. 65: Abhängigkeit des Modulationsgrades vom Partikeldurchmesser

Der bereits aus dem Interferenzstreifenmodell als kritisch erkannte Modulationsgrad kann anhand von Abb. 65 diskutiert werden. Bei der PSI Geometrie schwankt der Modulationsgrad sehr stark zwischen 0% und 100%. Es ist daher kaum eine praxisrelevante Aussage möglich. Man kann jedoch vermuten, daß sich der Modulationsgrad statistisch gesehen entsprechend der gemittelten Kurve (gleitender Durchschnitt) verhält. Er läge damit im Mittel über dem Modulationsgrad des Standard LDA Aufbaus. Dort treten zwar auch Schwankungen innerhalb kleiner Durchmesseränderungen auf, sie sind aber wesentlich schwächer ausgeprägt. Die Oszillation des Modulationsgrades bei großer Durchmesseränderung beginnt etwa ab einem der LDA-Streifenbreite vergleichbaren Durchmesser. Für schräge Vorwärtsstreuung (30 Grad) sind die Modulationsgradschwankungen bei dem PSI Aufbau zwar noch immer deutlicher ausgeprägt als bei dem Standard LDA Aufbau, aber der Modulationsgrad insgesamt fällt nie unter 90%.

Für die direkte Vorwärtsstreuung (0 Grad) gibt es noch eine vereinfachte Theorie von Farmer [71], nach der sich der Modulationsgrad (Abb. 66) entsprechend Gl. (65) für verschiedene Partikeldurchmesser D_P über die LDA-Streifenbreite d_G und eine Besselfunktion 1. Ordnung (J_1) berechnen läßt.

$$m = \frac{2 \cdot J_1\left(\pi \cdot \frac{D_P}{d_G}\right)}{\pi \cdot \frac{D_P}{d_G}} \quad (65)$$

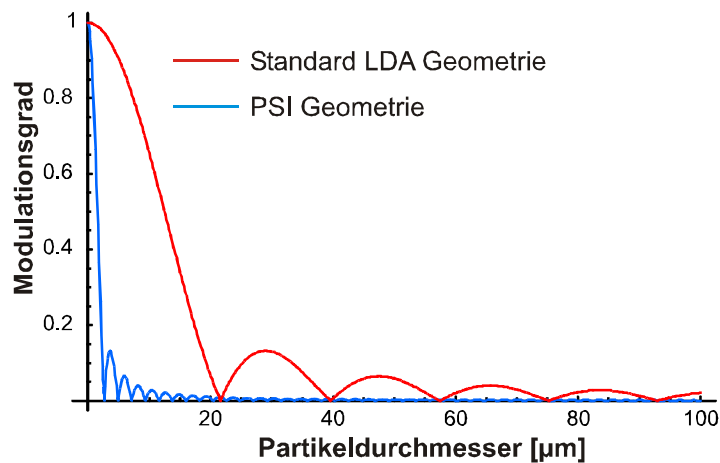


Abb. 66: Modulationsgrad für Vorwärtsstreuung nach Farmer

Diese Theorie gibt zwar nicht die zuvor berechnete Feinstruktur des Modulationsgrades wieder, aber man erhält eine Aussage über den mittleren Modulationsgrad, die mit den Ergebnissen für die Standard LDA Geometrie gut übereinstimmt. Für die PSI-Geometrie wird der Modulationsgrad etwa ab der ersten Nullstelle bei 2,6µm so klein, das die Geschwindigkeitsinformation nicht mehr ausgewertet werden kann. Mit diesen Ergebnissen läßt sich nur experimentell feststellen, ob die Theorie von Farmer oder die numerischen Berechnungen über die Mie-Theorie für den PSI-Modulationsgrad in Vorwärtsstreuung besser zutreffen.

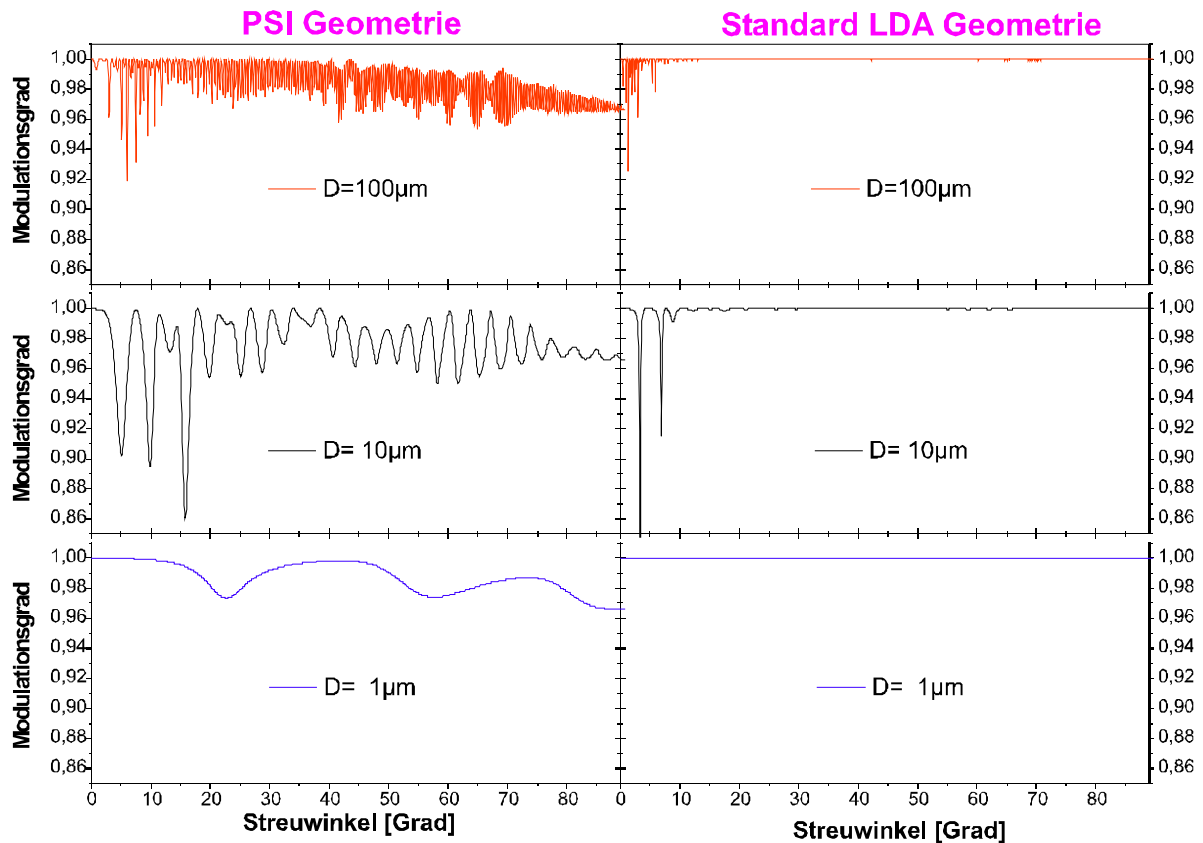


Abb. 67: Modulationsgrad als Funktion des Streuwinkels

Für die drei repräsentativen Partikelgrößenklassen $D=1\mu\text{m}$, $D=10\mu\text{m}$ und $D=100\mu\text{m}$ wurde in Abb. 67 auch die Winkelabhängigkeit des Modulationsgrades untersucht. Bei der LDA Standard Geometrie treten ab einem Streuwinkel von ca. 10 Grad keine wesentlichen Änderungen mehr im Modulationsgrad auf ($m \approx 1$). Die Kurvenverläufe bei der PSI Geometrie sind weniger glatt. Dennoch fällt der Modulationsgrad nicht unter 80%.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die PSI Geometrie in schräger Vorwärtsstreuung (30 Grad) grundsätzlich für LDA Messungen geeignet ist. Im Vergleich zur Standard LDA Geometrie ist die gestreute Lichtleistung der Partikel von vergleichbarer Größe. Der Modulationsgrad ist stärkeren, größen- und winkelabhängigen Schwankungen unterworfen. Er liegt aber immer in einem Bereich, bei dem Partikel gut detektiert werden können. Gegenüber dem Standard Aufbau bietet die PSI-Geometrie den Vorteil eines besser eingegrenzten Meßvolumens, in dem mehr LDA Streifen eingeschlossen sind. Nachteilig sind die hohen Anforderungen an die Bandbreite des Detektors, denn die Doppler-Frequenzen liegen etwa um den Faktor 9 höher.

5.7 Laser Doppler Anemometrie (LDA) Messungen

In Abb. 68 ist ein für die PSI Geometrie typischer LDA-Burst (rot) zusammen mit seinem Fourier-Spektrum (blau) dargestellt. Durch die große Anzahl der erfaßten Doppellosszillationen erhält man im Frequenzspektrum ein spektral schmales Dopplersignal. Durch das im Vergleich zur LDA-Streifenbreite große Meßvolumen lassen sich bei der FFT-Signalauswertung Pedestal und Dopplersignal gut trennen, auch wenn die Partikel nur geringe Geschwindigkeiten besitzen.

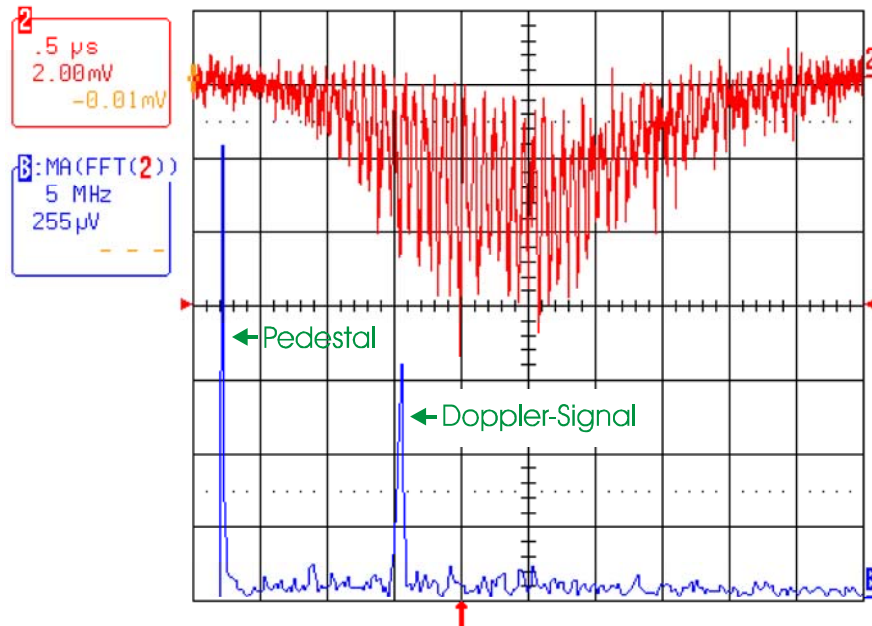


Abb. 68: Oszilloskop-Aufnahme eines für die PSI Geometrie typischen Doppler-Bursts mit zugehörigem Frequenzspektrum

Gegenüber einer Counter-Prozessor Auswertung hat das FFT-Verfahren den Vorteil, daß man keinen Bandpaßfilter benötigt, dessen Filtergrenzen auf die zu erwartenden Geschwindigkeiten abgestimmt werden müssen.

Das angewendete Verfahren für die LDA-Burst Auswahl kann noch optimiert werden. Bei der Triggerung auf einen fest eingestellten Signalpegel (Kantentrigger) wurde eine Verschiebung der Triggerschwelle durch einen von den Meßbedingungen abhängigen Signaloffset beobachtet. Er entsteht durch das Licht, das von anderen Partikeln in den Detektor gestreut wird und ändert sich folglich mit der Partikeldichte. Man kann diesen Effekt qualitativ beobachten, wenn man unmittelbar hinter einer Pulverinjektionsdüse die Partikelgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Trägergasfluß untersucht (Abb. 69). Mit zunehmender Partikelgeschwindigkeit sinkt bei konstantem Massendurchsatz die Partikeldichte und der beschriebene Signaloffset verhält sich in gleicher Weise.

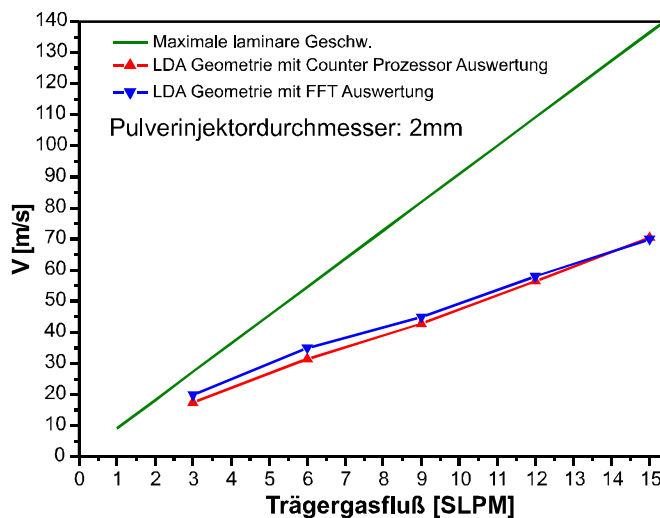


Abb. 69: Partikelgeschwindigkeiten als Funktion des Trägergasflusses

Die mit der FFT-Signalauswertung bestimmten Partikelgeschwindigkeiten bleiben davon unbeeinflusst und sind in guter Übereinstimmung mit dem Counter-Prozessor-Verfahren. Man erhält insgesamt aber eine deutliche Rückwirkung auf die Datenraten.

Schon für die einfache Geometrie des Pulverinjektorrohrs ist der Zusammenhang zwischen Trägergasfluß und Partikelgeschwindigkeit (Mehrphasenströmung!) theoretisch nur schwer vorherzusagen. Die Partikel führen Stöße untereinander und mit der Rohrwand aus und folgen dem Trägergas nur mit einem größenabhängigen Schlupf. Ihr Geschwindigkeitsprofil über den Durchmesser des Pulverinjektionsrohres ist deshalb von dem des Trägergases verschieden [72] und sie erreichen nicht die für eine laminare Strömung im Rohrzentrum maximal möglichen Gasgeschwindigkeitswerte (grüne Kurve Abb. 69). Für die Trägergasströmung ohne Partikelbeladung muß man ab etwa 10 SLPM Trägergasfluß mit einem möglichen Übergang in den turbulenten Bereich rechnen.

Am Beispiel einer mit dem mobilen LDA-Messung durchgeführten Geschwindigkeitsuntersuchung am F4-Plasmabrenner kann man gut die stark ausgeprägten Geschwindigkeitsgradienten im Plasmaspritzstrahl erkennen (Abb. 70).

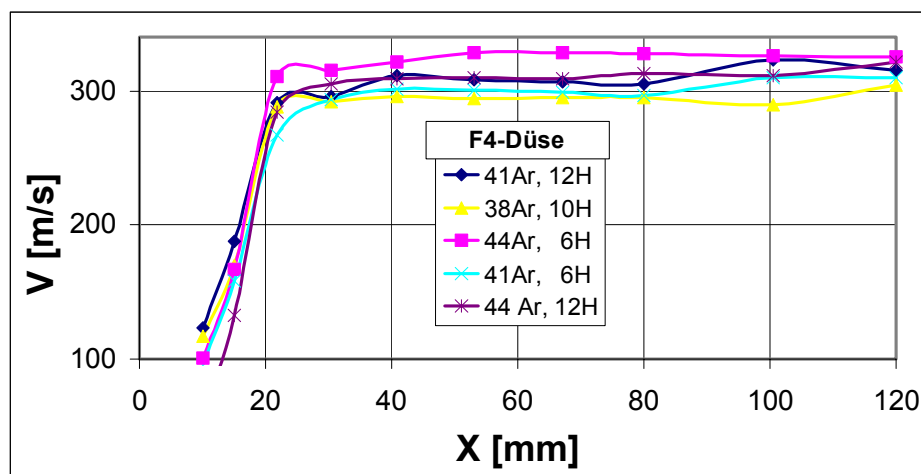


Abb. 70: Geschwindigkeitsgradienten im Plasmaspritzstrahl
(Parameter: Plasmagaszusammensetzung)

Unabhängig von der Plasmagaszusammensetzung werden Al_2O_3 -Pulverpartikel innerhalb der ersten zwei Zentimeter hinter der Spritzdüse nahezu bis auf ihre Endgeschwindigkeit beschleunigt, die sie fast unverändert bis in den Spritzabstand von 12cm beibehalten. Für die Messungen wurden zehn Ebenen senkrecht zur Spritzrichtung abgescannt, von denen dann jeweils die Geschwindigkeit am Ort des maximalen Partikelflusses für die Darstellung verwendet wurde.

6 Meß- und Informationstechnische Prozeduren

Die Umsetzung des PSI-Meßprinzips ist ohne entsprechenden Einsatz moderner Informationstechnik kaum möglich. Die zu bewältigenden Aufgabenstellungen bestehen aus der Steuerung und Überwachung des Meßablaufes, der Koordination der Datenaufnahme von Kamera, Trigger und LDA-Detektor, der Verwaltung und Auswertung des Datenmaterials und der visuellen Ergebnisaufbereitung. Bei der Umsetzung war ein hoher Grad an Automatisierung erforderlich, da ein manuelles Vorgehen bei der Vielzahl der an unterschiedlichen Meßorten erfaßten Partikel unmöglich

gewesen wäre. Schnittstellen mußten zwischen dem Steuerrechner und den angeschlossenen Geräten wie Positioniereinrichtung, Kamera, Framegrabber und Oszilloskop hergestellt werden. Zusätzlich wurde der Anwender durch geeignete interaktive Hilfsmittel für die Planung des Meßablaufs und für die Beurteilung der aufgenommenen Meßergebnisse unterstützt.

Für die Umsetzung der Aufgaben wurde hauptsächlich die Programmiersprache C++ mit einer visuellen, objektorientierten Entwicklungsumgebung (Borland C++ Builder) eingesetzt. Die Visualisierung der Meßergebnisse konnte effizient durch die Verwendung der Hochsprache IDL (Firma Creaso) umgesetzt werden. Der Datenaustausch zu C++ erfolgte dabei über eine mitgelieferte Active-X Schnittstelle. Als weitere Bibliotheken/Komponenten dienten:

- Eine Bildverarbeitungsbibliothek der Universität Jena [73], die kostenlos im Internet für nicht kommerzielle Anwendungen verfügbar ist,
- ein Software-Development-Kit zur Ansteuerung des verwendeten Framegrabbers,
- eine Active-X Schnittstelle für das verwendete Oszilloskop.

Da eine detaillierte Dokumentation des gesamten Softwareprojektes sehr umfangreich wäre, sollen im Folgenden nur die wichtigsten Teilaspekte herausgegriffen werden.

6.1 Datenverwaltung

Bei der Entwicklung des PSI-Verfahrens standen die Auswerteverfahren und weniger deren Geschwindigkeitsoptimierung im Vordergrund. Es wurde daher nicht versucht, die Auswertung der aufgenommenen Bilder online zu realisieren, da dazu aufwendig zu programmierende Hardwarelösungen nötig gewesen wären. Erreicht wurde aber eine Speicherung der Bilder im Takt der Kamerabildaufnahme. Die Bildauswertung erfolgt dann erst in einem zweiten Schritt.

Diese Lösung hat allerdings den Nachteil, daß enorme Datenmengen verwaltet werden müssen. Für stabile Statistiken werden pro Meßpunkt etwa 100 Bilder aufgenommen. Daraus ergibt sich, bei einer einzelnen Meßebe mit einem 10x10 Raster (10000 Bilder), ein Speicherbedarf von 2,4GB und eine Archivierungszeit von ca. 10 Minuten (einschließlich Positionierung der Verfahreinrichtung). Derartige Datenmengen waren vor wenigen Jahren noch kaum zu handhaben. Durch die rasante Weiterentwicklung der Computertechnik läßt sich diese Aufgabe aber mittlerweile mit modernen Festplatten problemlos bewältigen. Bei PSI werden die Bilddaten zusammen mit den Informationen über das Meßraster in einer einzigen Datei abgelegt. Moderne Betriebssysteme erlauben nahezu unbegrenzte Filegrößen, die im Bereich über 2GB aber nur durch selbst geschriebene Routinen verwaltet werden könne.

Neben dem Management der Bilder müssen auch deren Auswerteergebnisse zusammen mit den LDA- und Triggerdaten archiviert werden. Dazu wird eine Datenbankstruktur verwendet, in der auch alle Versuchsparameter mit abgelegt sind. Diese Datenbank ist die einzige Quelle, die bei einer späteren Visualisierung der Meßergebnisse verwendet wird. Sie kann auch mit kommerziellen Programmen wie z.B. Access nach beliebigen Kriterien sortiert und abgefragt werden. Der Anwender hat

so Zugang zu allen Meßergebnissen und er kann eigene Auswertungen für spezielle Zwecke durchführen.

6.2 Automatisierte Bildverarbeitung bei PSI zur Erzeugung statistischer Resultate

An dem in Abb. 71 dargestellten, unbearbeiteten Kamerabild von Zirkonoxid-Pulverpartikeln sollen im folgenden exemplarisch die gewählten Bildauswerteschritte zur Bestimmung der Partikeleigenschaften aus den Bildern demonstriert werden. Obwohl es sich dabei noch um eine älteres, mit einem QM1 Mikroskop und einer 4 Quick Kamera aufgenommenes Bild handelt, ist es durch die große Zahl der erfaßten Partikel und die deutlich ausgeprägten Charakteristiken ideal als Anschauungsobjekt geeignet.

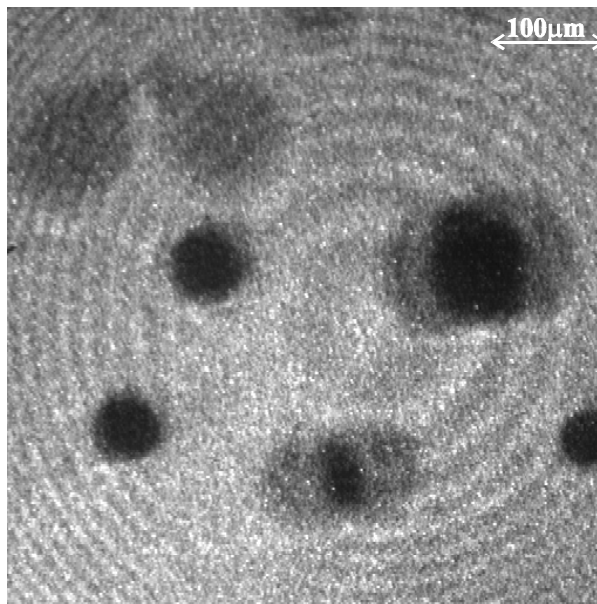


Abb. 71: Kamerabild von Zirkonoxid-Pulverpartikeln

Im Kapitel 5.3.5 wurden bereits die wichtigsten Effekte beschrieben, die zu einer Beeinträchtigung der Bildqualität führen können:

- Ungleichmäßige Bildausleuchtung durch das gaußförmige Strahlprofil des Lasers und eine bildbereichsabhängige Empfindlichkeitscharakteristik der intensivierten Kamera.
- Überlagerung eines merklichen Rauschpegels durch die kurzen Belichtungszeiten der Kamera. Das Bild weist eine „körnige“ Struktur auf.
- Schliereneffekte.

Abgesehen von den Schliereneffekten lassen sich alle Einflüsse durch ein Hintergrundbild ohne Pulverpartikel eliminieren (Abb. 72).

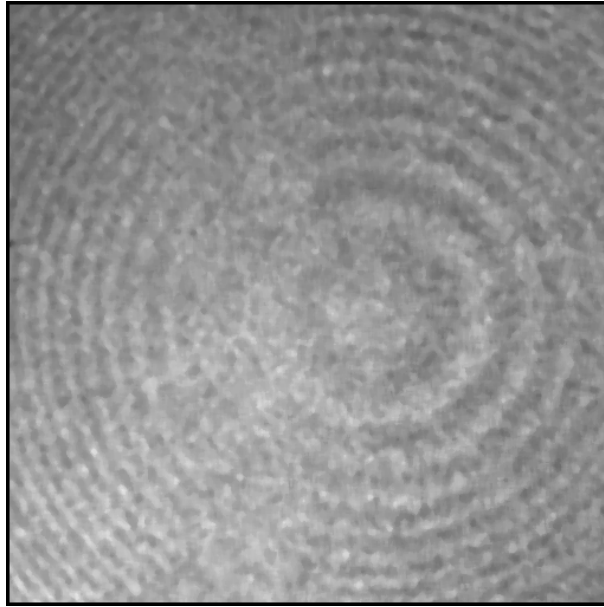


Abb. 72: Hintergrundbild zur Bildkorrektur

Die zusätzliche Anwendung eines Medianfilters ist vor allem für die Rauschunterdrückung vorteilhaft. Das Resultat der Bildverbesserungs- und –restaurierungsmaßnahmen ist in Abb. 73 dargestellt. Die Bildqualität ist ausreichend, um eine schwellwertorientierte Konturerkennung [56,S. 519-544] durchzuführen. Die Objekte werden dabei anhand ihrer unterschiedlichen Intensitäten (Grauwerte) identifiziert.

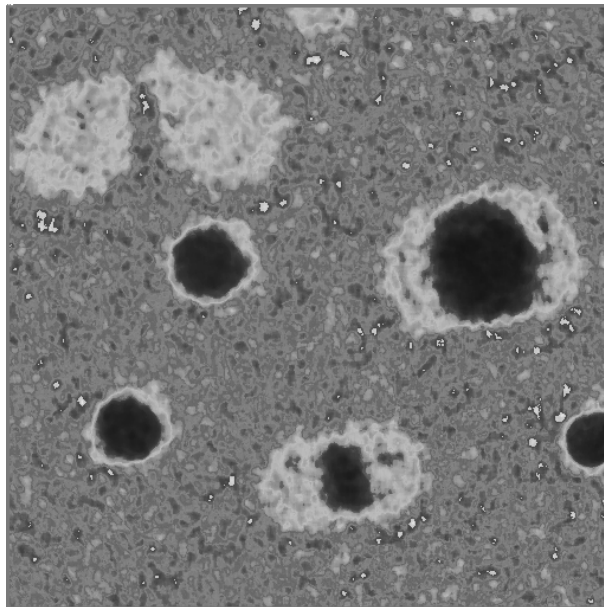


Abb. 73: Restauriertes Bild

Diese Vorgehensweise wurde vor allem deshalb gewählt, weil mit der PSI Aufnahmetechnik im Idealfall nur drei unterschiedliche Grauwerte auftreten können. Sie sind den Voll-, Teilschatten und dem Bildhintergrund zuzuordnen. Eine Überprüfung dieser Aussage ist mit Hilfe eines Grauerthistogramms (Abb. 74) möglich. Man trägt dazu für alle 256 Graustufen die jeweiligen Häufigkeiten auf, mit der sie im Bild vertreten sind. Abb. 74 zeigt die beiden Grauerthistogramme des Kamerabildes und des restaurierten Bildes im Vergleich. Man sieht, daß die Grauwertschwellen für die Konturerkennung erst im restaurierten Bild identifiziert werden können. Sie liegen bei den lokalen Minima des Histogramms für das restaurierte Bild.

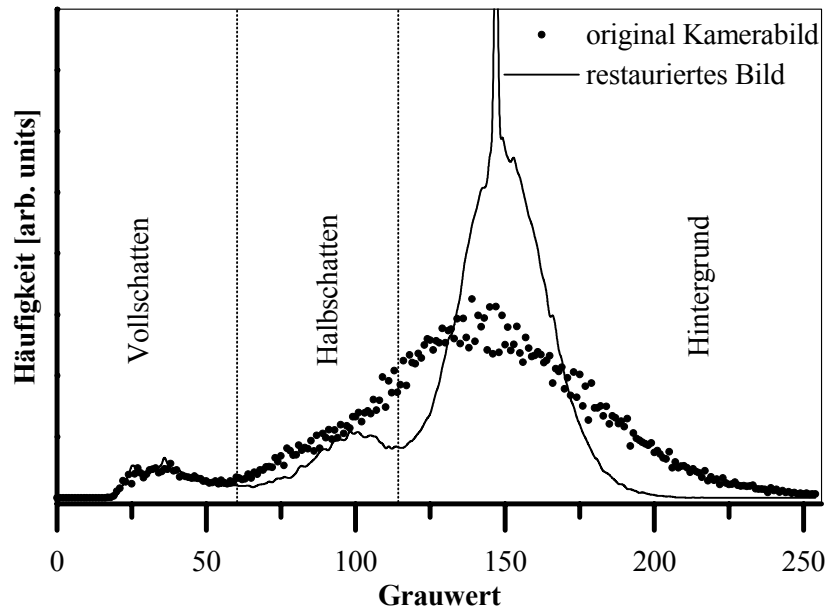


Abb. 74: Histogramme des originalen Kamerabildes und des restaurierten Bildes im Vergleich

Die Objekterkennung erfolgt durch Auffinden von Höhenlinien im Grauwertgebirge des Bildes. Für die Höhenlinien werden die beiden zuvor ermittelten Grauwertschwellen verwendet. Man erhält so die in Abb. 75 dargestellten Umrissse der Voll- und Teilschatten, die wegen des Rauschens noch sehr zackig sind (Akzeptiert werden nur jene Konturen, die den Bildrand nicht schneiden).

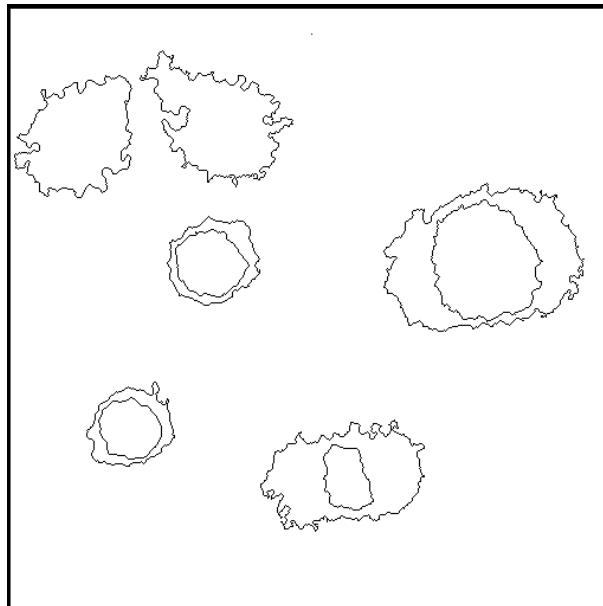


Abb. 75: Konturen der Voll- und Teilschattenbereiche

Der nächste Schritt stellt eine Zwischenstufe vor der endgültigen Objektklassifizierung dar. Mit einem speziellen Algorithmus, der genauer in Kap. 4.2 erklärt ist, werden die Konturen durch Ellipsen (in Abb. 76 rot eingezeichnet) angenähert. Man kann dadurch die Schattenbilder der Partikel nach Kriterien wie Position, Orientierung und Größe beurteilen.

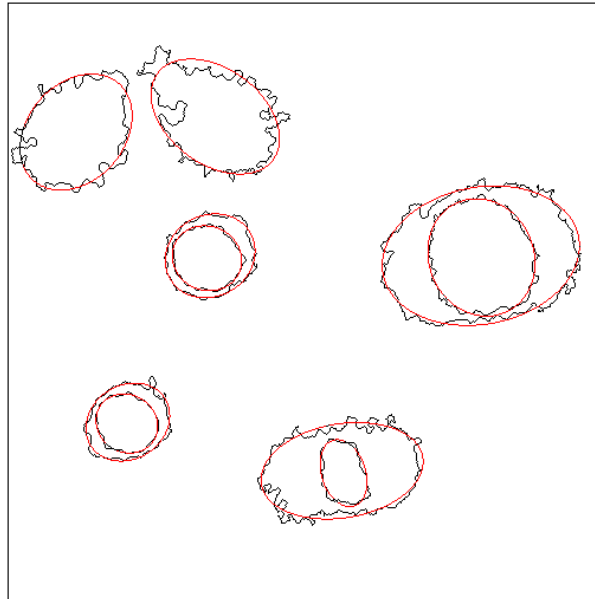


Abb. 76 Ellipsennäherung der gefundenen Konturen

Der letzte Bildverarbeitungsschritt besteht darin, aus den Konturen der Voll- und Teilschatten die einzelnen Partikel zu berechnen. Bei Überlappungen werden jeweils die einander zugewandten Teil- und Volschattenhälften miteinander vereint.

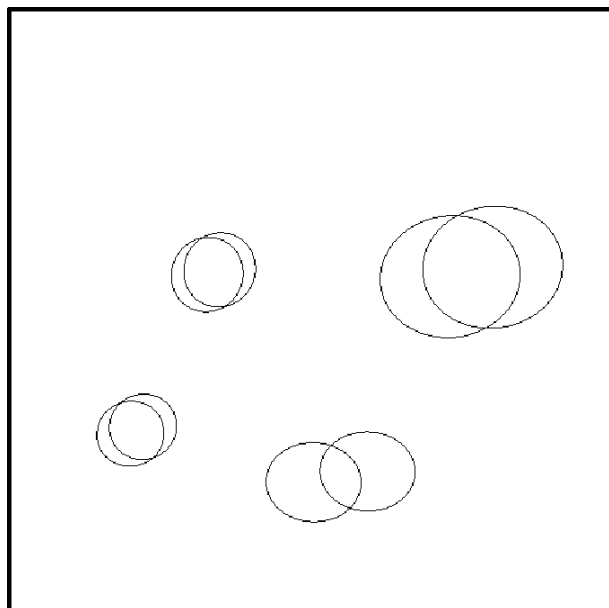


Abb. 77: Berechnete Umrissformen der einzelnen Partikel in Ellipsennäherung

Die beiden so gewonnenen Partikelschatten werden wiederum durch Ellipsen beschrieben (Abb. 77). Ungültige Partikelbilder werden durch mehrere Plausibilitätstests eliminiert. Zwei Teilschatten mit unterschiedlicher Orientierung können z.B. nicht vom gleichen Partikel stammen.

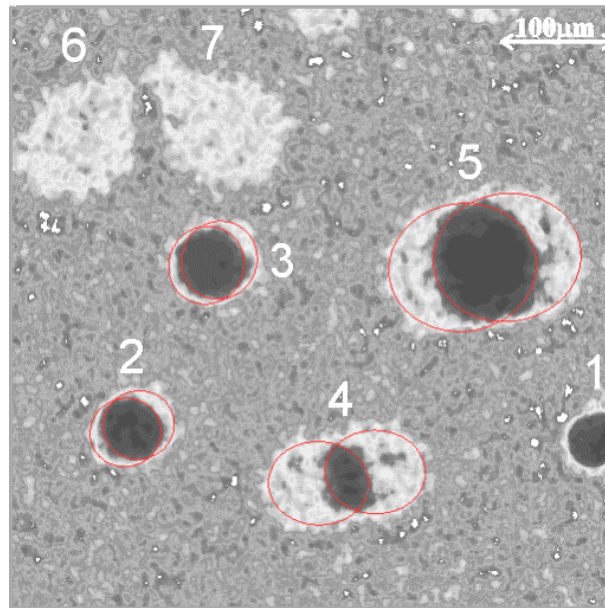


Abb. 78: Ergebnis der Bildauswertung

Beispielhaft ist das Ergebnis der Bildauswertung noch einmal in Abb. 78 dargestellt. Partikel 1 schneidet den Bildrand und wird deshalb ignoriert. Die Teilschatten 6 und 7 sind unterschiedlich orientiert und gehören deshalb nicht zum gleichen Partikel. Partikel 2 und 3 mit ihren überwiegenden Vollschattenbereichen befinden sich nahe der Bildebene, wogegen Partikel 4 und 5 mit ihren merklichen Teilschattenbereichen einen deutlich größeren axialen Abstand zur Bildebene aufweisen.

6.3 Darstellung der Meßergebnisse für LDA, PSI und Partikeltrigger

Die Meßergebnisse, die über die PSI-Bilddaufnahme, den PSI-Partikel-Trigger und das LDA-System aufgenommen werden, weisen eine einheitliche Datenstruktur auf und können deshalb in gleicher Weise graphisch aufbereitet werden [74]. Jedes der drei Meßverfahren liefert mehrere Ergebnisgrößen, so daß an jedem Meßpunkt, entsprechend der Anzahl der erfaßten Partikel, mehrere Meßwerte vorliegen. Eine derart mehrdimensionale Datenstruktur ist ohne eine geeignete Systematik nur schwer überschaubar. Als Ordnungsprinzip bietet sich in diesem Fall eine Kategorisierung über eine regionale Eingrenzung der betrachteten Meßsorte an.

6.3.1 Visualisierung der Meßergebnisse

Für einen einzelnen Meßpunkt ist es noch möglich die Meßergebnisse im vollen Informationsumfang zu beurteilen. Jede der Ergebnisgrößen liefert eine Verteilung, die als Histogramm (Abb. 79) visualisiert werden kann.

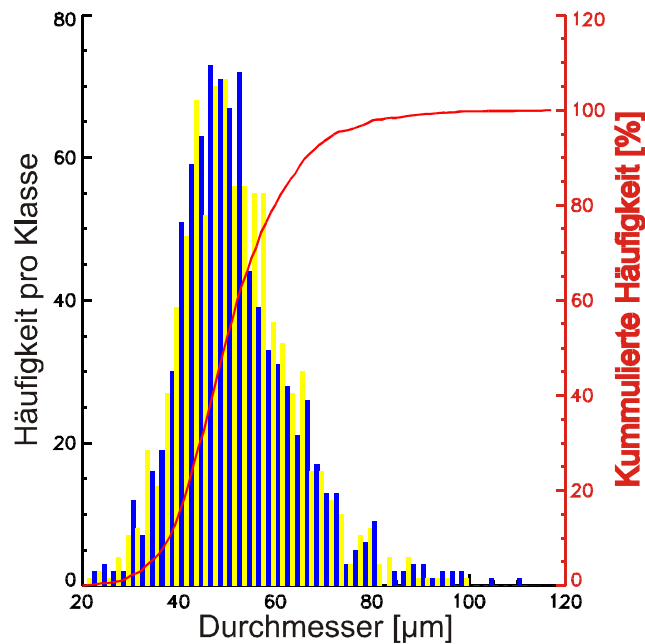


Abb. 79: Kombinierte Darstellung aus Histogramm und kumulierter Häufigkeit

Von dem Anwender werden Angaben benötigt über:

- den auszuwertenden Versuch,
- das auszuwertende Meßverfahren (LDA, PSI-Trigger, PSI-Bilder),
- die auszuwertende Ergebnisgröße (z.B. Geschwindigkeit, Große-Partikel-Halbachse, Triggerrate, ...),
- den ausgewählten Meßpunkt .

Wenn mehrere Meßpunkte miteinander in Beziehung gesetzt werden sollen, müssen die Verteilungen der Ergebnisgrößen jeweils auf einen einzelnen, für den Meßpunkt charakteristischen Wert reduziert werden. Dies kann z.B. der Mittelwert, der wahrscheinlichste Wert, das Minimum oder Maximum der Verteilung sein.

Als nächst höhere Stufe der regionalen Meßpunktauswahl bieten sich dann Ebenenschnitte durch das Meßraster an. Der betrachtete Informationsumfang reduziert sich damit auf die charakteristischen Größen, deren räumliche Verteilung innerhalb der selektierten Ebene analysiert wird. Da beim Plasmaspritzen die Flugrichtung der Partikel nahezu einheitlich ist, werden für die Auswahl nur Ebenen zugelassen, die senkrecht oder parallel zur Brennerachse orientiert sind. Diese Einschränkung hat den Vorteil, daß eine optimale Abstimmung des Meßrasters möglich ist, bei der die Schnittebenen exakt durch die Meßpunkte verlaufen, so daß nur wenige Interpolationen nötig sind. Die Querebenen liefern eine Beurteilung der charakteristischen Werte bezüglich ihrer Verteilung über den Spritzstrahlquerschnitt. Die Längsebene zeigen die Veränderungen entlang der Flugrichtung der Partikel. Zur Visualisierung sind 3D-Oberflächendarstellungen oder Contour-Plots (Abb. 80) bzw. eine Kombination aus beiden Formen geeignet.

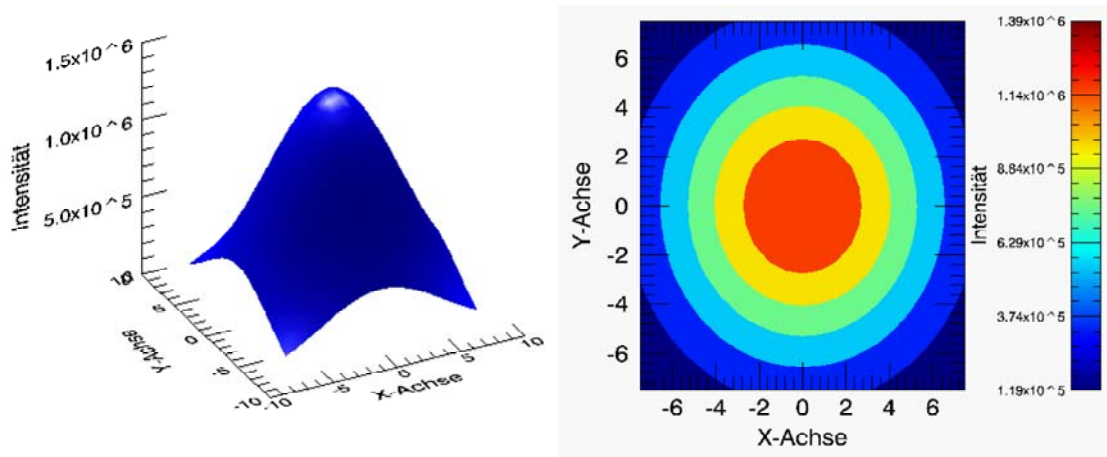


Abb. 80: Ebenenschnitt dargestellt als 3D-Oberfläche oder Contour-Plot

Bei der Ebenenauswertung muß der Anwender seine Angaben gegenüber der Punktauswertung modifizieren indem er:

- das Berechnungsverfahren der charakteristischen Größen auswählt
- den Ebenenschnitt festlegt

Wenn alle Meßpunkte gemeinsam für die Auswertung herangezogen werden sollen, kann nur noch ein ausgewählter Wert einer charakteristischen Größe als Iso-Fläche (Abb. 81) dargestellt werden. Eine Iso-Fläche verbindet alle (interpolierten) Punkte des Meßrasters miteinander, an denen die charakteristische Größe den gewählten Wert hat.

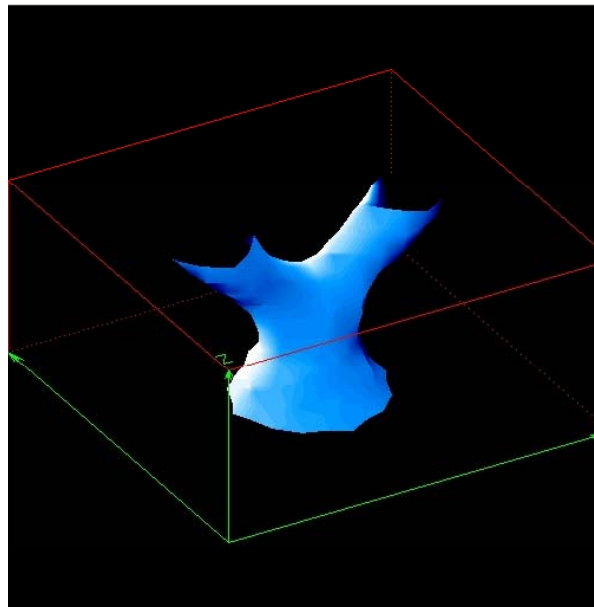


Abb. 81: 3D-Iso-Flächendarstellung

6.3.2 Berechnung von Flugbahnverteilungen

Beim Plasmaspritzen sind nicht nur die Partikeleigenschaften an den verschiedenen Meßorten, sondern auch die Verteilungen der Partikel innerhalb des Spritzstrahls von Interesse. Die Partikeltrajektorien können im statistischen Mittel aus den aufgenommenen Partikelraten der einzelnen Meßorte bestimmt werden. Sie werden über den

PSI-Partikel-Trigger und die Laser-Doppler-Anemometrie gemessen. Für ein repräsentatives Ergebnis muß ein Meßraster verwendet werden, das mit seinen Querebenen den Spritzstrahl jeweils in vollem Umfang erfaßt. Man gelangt durch die Normierung auf die Gesamtpartikelrate einer Querebene zu einer prozentualen Aussage, die eine Angabe über die Verteilung der Partikelraten um die Bereiche maximalen Partikelflusses zuläßt.

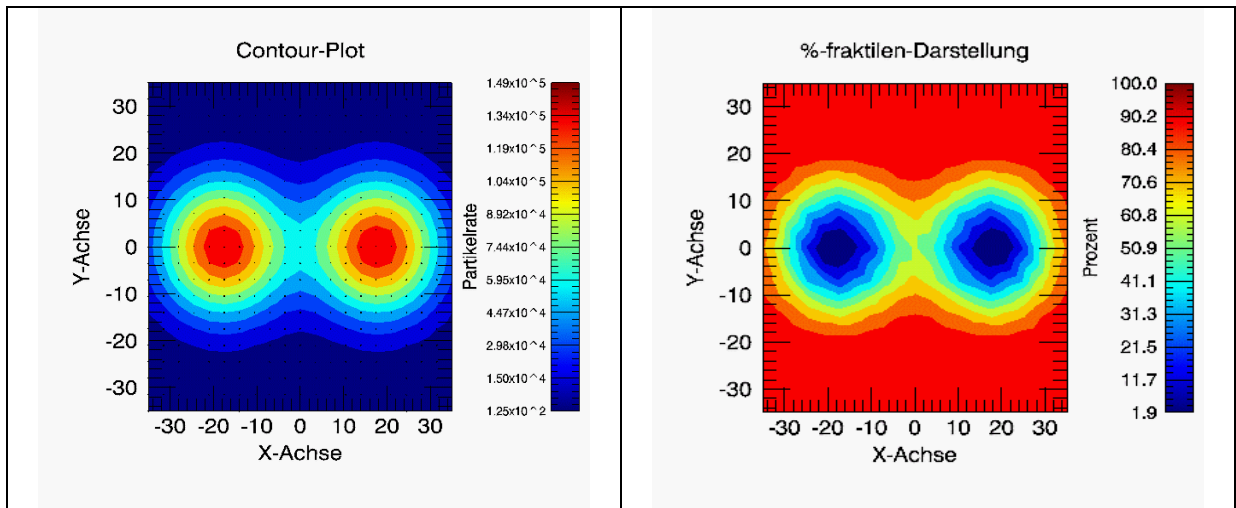


Abb. 82: Berechnete %-fraktilen Verteilung aus den Partikelraten einer Querebene

Eine derartige %-fraktilen Darstellung wurde bereits in einer früheren Arbeit realisiert [17]. Die damals eingesetzte Programmiersprache Asyst ist jedoch bereits so veraltet, daß eine erneute Umsetzung der Algorithmen (in IDL) erforderlich war. Der Flugbahnalgorithmus wurde dabei so erweitert, daß bei der Fraktilenberechnung die volle Dreidimensionalität der Meßdaten in den Interpolationsverfahren berücksichtigt ist. Zum Austesten der Algorithmen wurde ein Partikelstrahl in einem 20x20 Raster über 10 Querebenen simuliert, der sich strahlabwärts in zwei Teilströme aufgabelt und dabei seinen Querschnitt kontinuierlich verbreitert (Abb. 83).

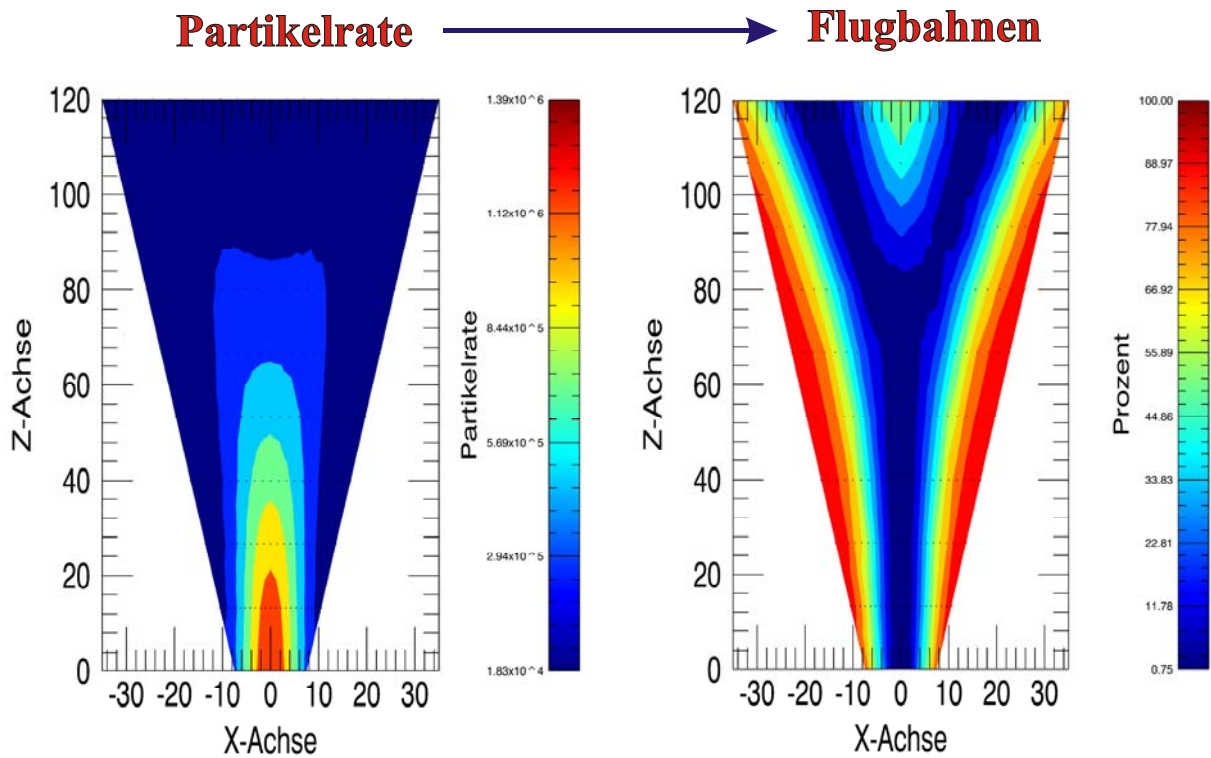


Abb. 83: Berechnete %-fraktilen Verteilung aus den Partikelraten einer Längsebene

Die Konturlinien der %-fraktilen Verteilung können bei einer dreidimensionalen Auswertung auch geschlossen sein, wenn der Partikelstrahl die betrachtete Schnittebene verläßt.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Entwicklung der Partikeldiagnostik Particle Shape Imaging (PSI) vorgestellt, mit der am individuellen Partikel im Plasmaspritzstrahl die relevanten Eigenschaften Form, Größe und Geschwindigkeit berührungslos, simultan und mit hoher Ortsauflösung bestimmt werden können. Hierbei sind folgende extreme Bedingungen des Plasmaspritzens zu berücksichtigen:

- Eigenleuchten des Plasmas (optische Störquelle),
- Mindestabstand (10cm) des Diagnostiksystems zum Meßvolumen im Plasmaspritzstrahl (thermische Belastung),
- Kleinheit der Partikel (Durchmesserbereich von 5µm bis 100µm),
- Partikelgeschwindigkeiten (bis zu 500 m/s),
- geringe Partikeldichten ($n \approx 0,03 \text{ mm}^{-3}$).

Um diesen Anforderungen (Kap. 5.2) zu begegnen, wird bei der PSI Diagnostik eine extrem sensitive Bildverstärkerkamera (ICCD-Kamera) mit Belichtungszeiten im Nanosekundenbereich, ein hochauflösendes Fernmikroskopie-System und ein Dauerstrichlaser hoher Intensität eingesetzt.

Verfahrenstechnisch ist die PSI-Diagnostik durch folgende Eigenschaften charakterisiert:

- Auf der Grundlage einer stereoskopischen Durchlichtbeleuchtung können die Partikel mit hoher Ortsauflösung in einem begrenzten Meßvolumen lokalisiert werden. Diese Technik löst auch das „Problem der Tiefenschärfe“ (Kap. 5.3.3).
- Durch die Kombination mit einem System zur Triggerung der Bildaufnahmen (Kap. 5.4) kann die PSI-Meßtechnik auch bei niedrigen Partikeldichten erfolgreich eingesetzt werden. Die Triggerung ermöglicht zusätzlich eine elektronische Vorauswahl von Partikeln, die wegen ihrer Nähe zur Gegenstandsebene der abbildenden Optik in den aufgenommenen Bildern mit hoher Schärfe und gutem Kontrast erscheinen. Als Folge ergeben sich gesteigerte Genauigkeit und Effizienz der Bildauswertung.
- Eine speziell auf das PSI-Verfahren abgestimmte Bildverarbeitungstechnik (Kap. 6.2) identifiziert die Partikel in den aufgenommenen Bildern. Durch die Anwendung eines Klassifizierungsverfahrens (4.2), das auf einem Ellipsenvergleich basiert, werden trotz der Formenvielfalt der Partikel statistisch auswertbare Ergebnisse erzielt.
- Die Visualisierung (Kap. 6.3) der mit dem Particle Shape Imaging Verfahren und einem kombinierten Laser Doppler Anemometrie System erzielten Ergebnisse wird nach einem einheitlichen Prinzip durchgeführt.
- Die komplexe optische Abbildungstechnik des Particle Shape Imaging Verfahrens wird über ein Modell auf Basis der skalaren Wellentheorie in ihren wesentlichen Eigenschaften beschrieben. Über die Umsetzung dieses Modells in eine Computersimulation gelingt eine Verbindung zwischen den Systemkenngrößen und den zu erwartenden Bildergebnissen.
- Die etablierte Technik der Laser Doppler Anemometrie ist in das Particle Shape Imaging Verfahren (Kap. 5.6) integriert. Das LDA-System verwendet dabei die Sendeseite der PSI-Diagnostik zur Partikelbeleuchtung. Mit den Ergebnissen der simulierten Lichtstreubedingungen wird gezeigt, daß durch die Kom-

bination der beiden Diagnostikverfahren keine Einschränkungen (insbesondere hinsichtlich einer Partikelgrößenselektion) für die LDA-Meßtechnik entstehen.

Das PSI-Verfahren schließt durch die kombinierte Erfassung von Partikeleigenschaften, die bisher einer simultanen Messung noch nicht zugänglich waren, eine wesentliche Lücke in der Diagnostik des Partikelstrahls beim Thermischen Spritzen. Die Prinzipien des Verfahrens können auf Partikeluntersuchungen in anderen technischen Bereichen (Chemische Industrie, Pharma Industrie, Zement Industrie, ...) übertragen werden. Für die PSI-Diagnostik bestehen unter anderem folgende Potentiale der Weiterentwicklung und Anwendung:

Durch die zeitliche Koordination von PSI- und LDA-Verfahren unter Zuhilfenahme des PSI-Triggersystems läßt sich eine partikelspezifische Zuordnung zwischen einem aufgenommenem LDA-Streulichtsignal und den, aus der zugehörigen PSI-Bildaufnahme ermittelten, Form-, Größen-, und Geschwindigkeitsinformationen herstellen.

Mit der Option der Mehrfachbelichtung (Kap. 5.4.6.2), bei entsprechender Verbesserung der PSI-Bildqualität, kann über die dann dreidimensional vorliegende Geschwindigkeit und Beschleunigung der Partikel deren dynamisches Verhalten im Plasmaspritzstrahl bestimmt werden.

8 Anhang

8.1 Ergänzungen zu den theoretischen Grundlagen

8.1.1 Beleuchtung unter Berücksichtigung von Homogenität und Lichtleistung

Der Laserstrahldurchmesser D_G ist ein Schlüsselparame-ter, denn er bestimmt die Homogenität H der Bildausleuchtung und den im Bildbereich verbleibenden Leistungsanteil R_B der Laserleistung P_L . Zur Beurteilung der Bildhomogenität H erhält man ein aussagekräftiges Kriterium, wenn man H über das Verhältnis der Bildintensität am Rand des Gegenstandsbereiches (bei DK_G) zur maximalen Bildintensität in der Bildmitte definiert.

$$H = e^{-2A_L^2} = 1 - R_B \quad \text{mit} \quad A_L = \frac{D_G}{DK_G} \quad (66)$$

Der im Bild verbleibende Leistungsanteil R_B und die Homogenität H hängen dann nur vom eingestellten Aufweitungsverhältnis A_L (Verhältnis Laserstrahldurchmesser zu Bilddurchmesser) ab.

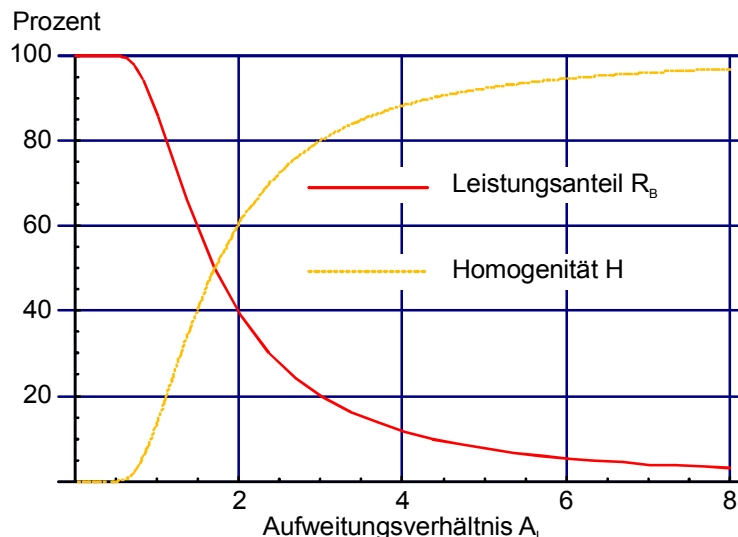


Abb. 84: Bildintensität I_B und Homogenität H als Funktion des Aufweitungsverhältnisses A_L

Aus der Grafik von Abb. 84 wird klar, daß man versuchen sollte, das Aufweitungsverhältnis A_L möglichst groß zu wählen um die Homogenität zu steigern, d.h. der Laserstrahldurchmesser D_G soll maximal sein. Da die Summe aus Leistungsanteil R_B und Homogenität H aber konstant gleich eins ist, sinkt mit zunehmender Homogenität auch die verbleibende Leistung im Bild und man kommt bei einem Aufweitungsverhältnis A_L^{Max} an technologische Grenzen. Bei einem größeren Aufweitungsverhältnis als A_L^{Max} reicht die maximal verfügbare Laserleistung P_L^{Max} nicht mehr aus um eine minimal benötigte Lichtleistung $P_B^{Min} = R_B \cdot P_L^{Max}$ innerhalb des Bildes zu erzeugen.

Die Mindestlichtleistung P_B^{Min} für den Bildbereich hängt von vielen Faktoren ab. Das ist zuerst die Größe des beobachteten Gegenstandsbereiches, dessen Fläche die mittlere Bildintensität I_B bestimmt. Der beobachtete Gegenstandsbereich liegt in der Praxis bei ca. $DK_G = 500 \mu m$. Er ist allgemein durch den Bereich limitiert, der aus dem Gesichtsfeld des Fernmikroskops über eine Kamera erfaßt wird. Das Gesichtsfeld wiederum ist abhängig vom gewählten Abbildungsmaßstab M_Q , der benötigt wird um

kleinstmögliche Objekte noch korrekt zu erfassen. Ein weiterer Einflußfaktor ist die Empfindlichkeit der verwendeten Kamera und deren Belichtungszeit-Einstellung. Obwohl diese beiden Parameter über mehrere Größenordnungen variierbar sind (die Empfindlichkeit z.B. ist nahezu exponentiell abhängig von der Spannung des MCP-Bildverstärkers, die Belichtungszeiten gehen vom sub-ns Bereich bis zu mehreren Minuten) bleibt durch andere Rahmenbedingungen nur ein kleiner Variationsspielraum übrig. Mit den 100mW Leistung des Compass-315M-Lasers wurde bei 5ns Belichtungszeit ein Aufweitungsverhältnis von $A_L^{\text{Max}}=2$ erreicht, d.h. bei einem Gegenstandsbereich von $DK_G=500\mu\text{m}$ wurde ein Laserstrahldurchmesser von $D_G=1\text{mm}$ eingestellt und eine Homogenität von ca. 60% erzielt. Die Leistung P_B^{Min} liegt damit bei ca. 40mW. Das sind $R_B=2\%$ der Maximalleistung (2W) des Verdi-Lasers, d.h. bei optimaler Einkopplung müßte man mit diesem Laser eine Homogenität von ca. 98% bei einem Aufweitungsverhältnis von 9,949 erreichen! Der optimale Strahldurchmesser DK_G läge für den Verdi-Laser dann bei etwa 5mm. Um noch über Leistungsreserven zu verfügen sollte nur eine Homogenität von ca. 90% angestrebt werden, d.h. $A_L=4,357$ und $DK_G=2,2\text{mm}$.

8.1.2 Abbildungsgesetze für gaußförmige Laserstrahlen

Der Kompromiß zwischen Bildhomogenität und Beleuchtungseffizienz, der über die Festlegung des Laserstrahldurchmessers am Ort des Gegenstands getroffen wird, ist entscheidend für die erzielbare Bildqualität und definiert die Leistungsanforderungen an das Lasersystem (Kostenfaktor!). Um den Anpassungsprozeß des ursprünglichen Laserstrahldurchmessers an den gewünschten Zieldurchmesser optimal zu gestalten, muß man sich mit den speziellen Abbildungsgesetzen befassen, die für gaußförmige Laserstrahlen gelten. Dies ist besonders im Hinblick auf den Abstand zwischen Laser und Objekt (ca. 1 bis 2 Meter) und wegen der stark unterschiedlichen Strahltaillendurchmesser (Faktor 7) der verwendeten Laser ($D_0^{\text{Verdi}}=2,25\text{mm}$, $D_0^{\text{Compass}}=0,32\text{mm}$) notwendig. Grundlage der folgenden Ausführung ist eine hervorragende Literaturzusammenstellung der Firma Melles Griot [75].

Betrachtet werden Laser deren Strahlprofil einer TEM_{00} Mode entspricht, d. h. sie haben im Idealfall ein Gaußprofil entsprechend Gl. (22). Abweichungen von dieser Idealform werden üblicherweise durch einen M^2 Faktor ausgedrückt. Da die verwendeten Laser eine gute Strahlqualität besitzen (M^2 ungefähr 1) werden Abweichungen ($M^2 > 1$) von Idealverhältnissen nicht besprochen.

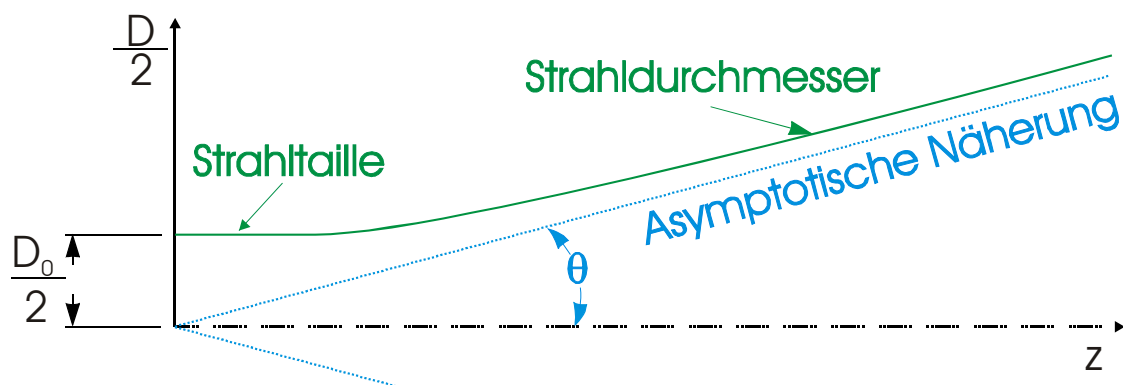


Abb. 85: Beschreibungsmodell für einen TEM_{00} Laserstrahl mit Strahltaille w_0 und Divergenz θ

Das Strahlungsfeld des Lasers kann vereinfacht durch eine Strahltaille mit Durchmesser D_0 und einer Divergenz $2\cdot\theta$ beschrieben werden. Die Wellenfronten sind nur genau an der Strahltaille bei $z=0$ eben. Mit zunehmender Entfernung z nimmt der

Krümmungsradius R der Wellenfronten ab und der Strahldurchmesser D zu (natürliche Strahlaufweitung):

$$R(z) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{\pi \cdot D_0^2}{4 \cdot \lambda \cdot z} \right)^2 \right] = z \cdot \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right] \quad (67)$$

$$D(z) = D_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{4 \cdot \lambda \cdot z}{\pi \cdot D_0^2} \right)^2} = D_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2} \quad \text{mit} \quad z_R = \frac{\pi \cdot D_0^2}{4 \cdot \lambda}$$

Die genaue Lage der Laserstrahltaile ist laserspezifisch und wird für Laser mit kleinen Strahldurchmessern in den Gerätedaten spezifiziert. Bei Lasern mit großen Strahldurchmessern ist meist die Strahldivergenz so gering, daß die genaue Lage der Strahltaile eine geringe Rolle spielt und daher nicht angegeben wird.

Für große Entfernungen von der Strahltaile wird die Zunahme des Strahldurchmessers gut durch einen Öffnungswinkel θ entsprechend der halben Strahldivergenz des Lasers beschrieben:

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{D/2}{R} = \frac{(2 \cdot \lambda \cdot z)/(\pi \cdot D_0)}{z} = \frac{2 \cdot \lambda}{\pi \cdot D_0} \quad (68)$$

Die Strahldivergenz und die Änderung des Laserstrahldurchmessers mit zunehmender Entfernung z sind bei festgehaltener Wellenlänge bereits vollständig durch den Durchmesser D_0 der Laserstrahltaile bestimmt. Das Produkt aus Strahldivergenz $2 \cdot \theta$ (berechnet am aktuellen Durchmesser $D(z)$) und Durchmesser $D(z)$ ist unabhängig von z eine wellenlängenspezifische Konstante:

$$2 \cdot \theta(z) \cdot D(z) = 2 \cdot \frac{2 \cdot \lambda}{\pi} \quad (69)$$

Wenn man von einem Laserstrahl nur den Enddurchmesser D_z und die Entfernung z_0 kennt, über die er sich durch natürliche Strahlaufweitung verbreitert hat, dann gibt es für seinen Anfangsdurchmesser D_0 zwei Möglichkeiten. Er kann einen kleinen Durchmesser mit hoher Divergenz oder einen großen Durchmesser mit geringer Divergenz haben. Die beiden möglichen Anfangsdurchmesser erhält man aus der Umkehrung von Gl. (67):

$$D_0(z_0) = \sqrt{\frac{D_z^2}{2} \pm \frac{\sqrt{D_z^4 \cdot \pi^2 - 64 \cdot z_0^2 \cdot \lambda^2}}{2 \cdot \pi}} \quad (70)$$

In der Praxis ist man meist daran interessiert, in einem festgelegten Abstand z_0 einen kleinstmöglichen Durchmesser D_z^{\min} zu erhalten. Der Laserstrahl sollte dazu einen optimalen Anfangsdurchmesser D_0^{opt} besitzen, für den die Strahlaufweitung für die Entfernung z_R am geringsten ist (Fall der besten Kollimation). Gleichung (70) besitzt in diesen Fall nur noch eine Lösung:

$$D_0^{\text{opt}}(z_0) = 2 \cdot \sqrt{\frac{z_0 \cdot \lambda}{\pi}} \quad D_z^{\min}(z_0) = \sqrt{2} \cdot D_0^{\text{opt}}(z_0) \quad (71)$$

Über die Umkehrung von Gl. (71) ist der Rayleigh-Abstand z_R definiert. Er wurde bereits in Gl. (67) als Entfernungseinheit für gaußförmige Laserstrahlen verwendet. Im Rayleigh-Abstand hat $D_0 = D_0^{\text{opt}}$ mit einem Faktor $\sqrt{2}$ die kleinstmögliche Aufweitung erfahren:

$$z_R = \frac{\pi \cdot D_0^2}{4 \cdot \lambda} \quad (72)$$

Aus einem an beliebiger Stelle gemessenen Strahldurchmesser D_z kann man den Abstand z zur Strahltaile nur bestimmen, wenn deren Durchmesser D_0 bekannt ist:

$$z = \frac{\pi \cdot D_0 \sqrt{D_z^2 - D_0^2}}{4 \cdot \lambda} \quad (73)$$

Die maximale Entfernung z von der Meßposition ist aber immer kleiner als eine halbe Rayleigh-Länge (z_R aus D_z berechnet).

Wenn dagegen die Lage der Strahltaile bekannt ist, benötigt man für die Durchmesserberechnung eine weitere Information, um zwischen den beiden Möglichkeiten von Gl. (70) die passende auszuwählen.

Die bisherigen Gleichungen zur Beschreibung der natürlichen Strahlaufweitung waren stark abhängig vom Strahltaillendurchmesser des Lasers. Es ist daher wünschenswert diesen Parameter über Linsensysteme zu kontrollieren. Analog zur bekannten Linsenformel der Strahlenoptik (Gl. (10)) wurde von Self eine handhabbare Theorie [76] für die Abbildung der Strahltaillen gaußförmiger Laserstrahlen entwickelt:

$$\frac{1}{g + z_R^2 / (g - f)} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad (74)$$

Die gegenstands- und bildseitigen Strahltaillen befinden sich im Abstand g bzw. b von einer Linse mit Brennweite f . Da in der Abbildungsgleichung der Gegenstandsseitige Rayleigh-Abstand z_R benötigt wird, gibt es keine (mathematische) Symmetrie bezüglich der gegenstands- und bildseitigen Strahlparameter, d.h. Gl. (74) kann nicht zur Rücktransformation verwendet werden.

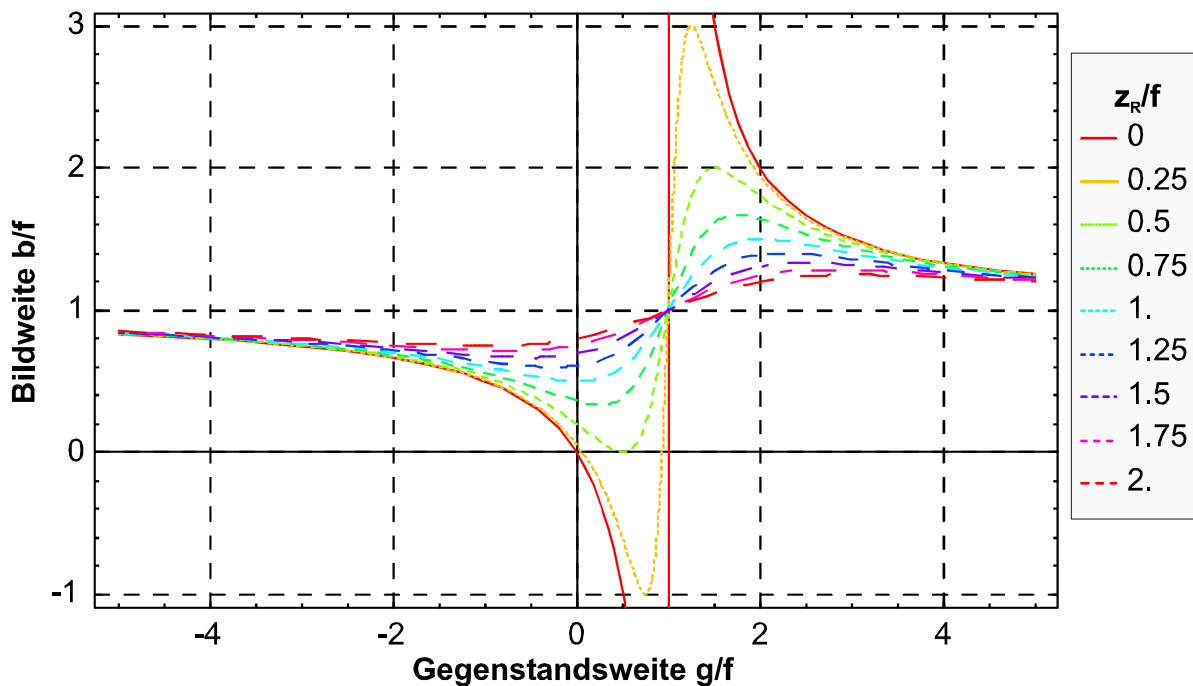


Abb. 86: Abbildungsgleichung für die Strahltaillen Gaußscher Laserstrahlen mit Rayleigh-Abstand als Parameter

Die Abbildung einer Laserstrahltaile ist in Abb. 86 für verschiedene Parameter des Rayleigh-Abstandes dargestellt. Sie zeigt gegenüber den bekannten Linsengesetzen (Grenzfall $z_R=0$) eine Reihe von Besonderheiten:

- Laserstrahlen mit großem Durchmesser haben geringe Divergenz und große Rayleigh-Abstände. Ihre Strahltaile werden deshalb nahezu unabhängig von der Gegenstandsweite in etwa in die bildseitige Brennweite abgebildet.
- Durch die Fokussierung eines Laserstrahls erhält man einen sehr kleinen Durchmesser, der aber nie punktförmig sein kann. Der Rayleigh-Abstand im Fokuspunkt ist dadurch ebenfalls sehr klein und seine Abbildung erfolgt daher ähnlich wie für Lichtstrahlen.
- Es gibt eine minimale bzw. maximale Bildweite. Die maximale Bildweite wird für $g=f+z_R$ erreicht und nicht bei $g=f$ wie bei Lichtstrahlen.
- Wenn die Strahltaile in der gegenstandsseitigen Brennebene der Linse liegt, wird sie unabhängig vom Rayleigh-Parameter in die bildseitige Brennebene abgebildet.
- Die Rücktransformation kann für den allgemeinen Fall nicht aus Abb. 86 abgelesen werden. Man sieht sofort, daß sonst einer Bildweite mehrere Gegenstandsweiten zugeordnet werden könnten (was dem Prinzip der Umkehrbarkeit des Lichtweges widerspricht). Die Umkehrung von Gl. (74) erhält man durch das Vertauschen von Gegenstands- und Bildweite und der Rayleigh-Abstände auf der Gegenstands- und Bildseite (siehe Gl. (77)).

Der Strahlverlauf durch mehrere optische Elemente läßt sich berechnen, indem sukzessive für jede einzelne Optik die entsprechende Strahltaile abgebildet wird. Der Strahlverlauf zwischen einer Strahltaile und einer Linse ist dann durch die natürliche Strahlaufweitung entsprechend Gl. (67) definiert. Da man neben der Lage der Strahltaillen dazu auch die jeweiligen Strahltaillendurchmesser benötigt, wird analog zur geometrischen Optik ein Abbildungsmaßstab M eingeführt entsprechend dem Verhältnis von bildseitigen zu gegenstandsseitigen Strahltaillendurchmessern:

$$M = \frac{1}{\sqrt{(1 - g/f)^2 + (z_R/f)^2}} \quad (75)$$

Wie man anhand von Abb. 87 sieht, erhält man für $z_R > f$ unabhängig von der Gegenstandsweite immer eine verkleinerte Strahltaile. Umgekehrt ist der Abbildungsmaßstab unabhängig vom Rayleigh-Abstand kleiner gleich eins, wenn die Gegenstandsweite kleiner oder gleich 0 oder größer gleich $2f$ ist. Für maximale Vergrößerung muß die Gegenstandsweite in der Brennweite liegen.

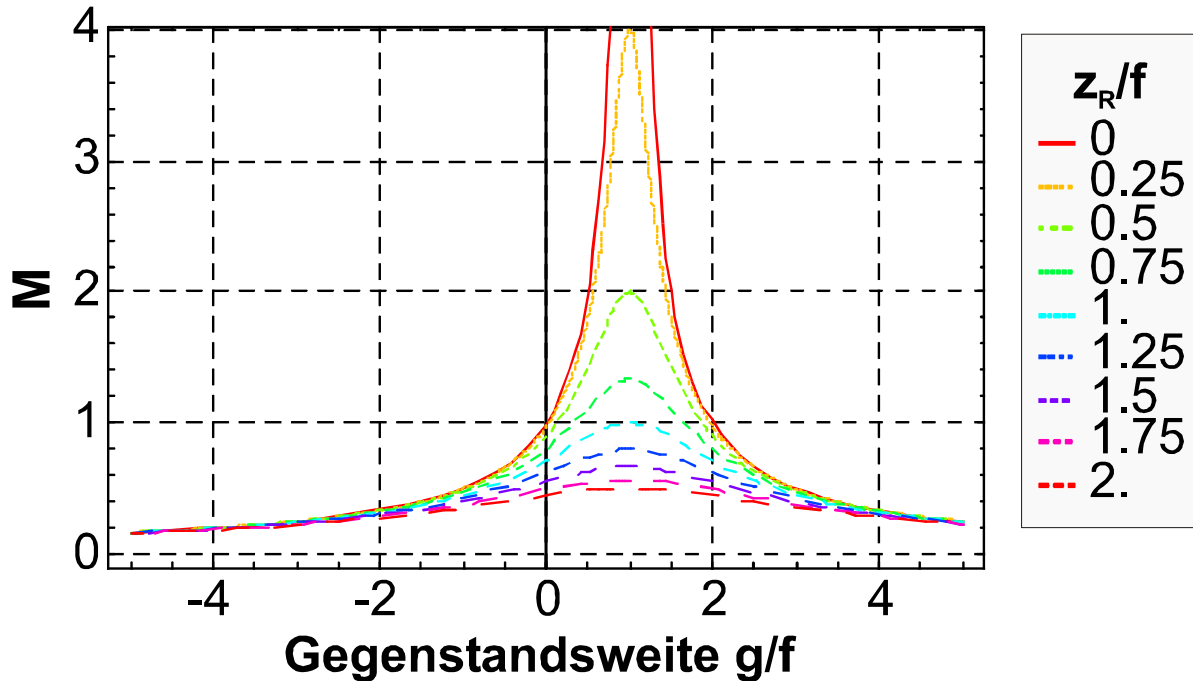


Abb. 87: Abbildungsmaßstab M für die Strahltaillen Gaußscher Laserstrahlen mit Rayleigh-Abstand als Parameter

Die gegenstands- und bildseitigen Rayleigh-Abstände z_R und \tilde{z}_R sind ebenfalls über den Abbildungsmaßstab M miteinander gekoppelt:

$$\tilde{z}_R = z_R \cdot M^2 \quad (76)$$

Wie bereits erläutert benötigt man für die Zurückverfolgung des Strahlverlaufes einen modifizierten Formelsatz. Wegen der Umkehrbarkeit des Lichtweges erhält man die neuen Abbildungsgleichungen durch Vertauschung der gegenstands- und bildseitigen Parameter in Gl. (74), Gl. (75) und Gl. (76). In der Rücktransformation von Gl. (77) selber werden nach wie vor die unver tauschten Parameter entsprechend der ursprünglichen Geometrie eingesetzt. \tilde{M} ist folglich der Abbildungsmaßstab vom bildseitigen Strahltaillendurchmesser in den gegenstandsseitigen:

$$\frac{1}{b + \frac{z_R^2}{(b-f)}} + \frac{1}{g} = \frac{1}{f} \quad \text{mit} \quad z_R = \tilde{M}^2 \cdot \tilde{z}_R$$

$$\tilde{M} = \frac{1}{\sqrt{(1 - b/f)^2 + (\tilde{z}_R/f)^2}} \quad (77)$$

8.1.2.1 Strahldurchmesserkontrolle mit einer Laserstrahlaufweitungsoptik

Die bisherigen Betrachtungen haben gezeigt, daß im Gegensatz zur geometrischen Optik die Abbildungseigenschaften von Laserstrahlen noch zusätzlich durch den aktuellen Strahldurchmesser beeinflusst werden. Für die Kontrolle des Strahldurchmessers werden üblicherweise Strahlaufweitungsoptiken entsprechend dem Kepler'schen- oder Galilei'schen Prinzip (Abb. 88) eingesetzt.

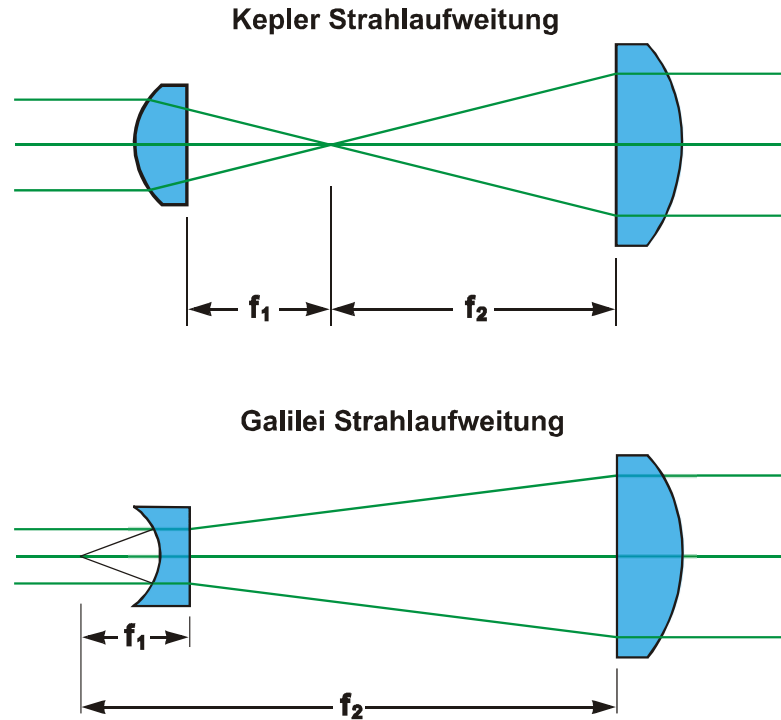


Abb. 88: Prinzip der Strahlaufweitung nach Kepler und Galilei. Die beiden Linsen sind jeweils konfokal zueinander angeordnet.

Die Funktionsweise dieser Optiken kann über zwei Spezialfälle von Gl. (74) einfach beschrieben werden. Für die folgende Betrachtung eines Strahlaufweiters soll die Strahltaile des Lasers in der Ebene der ersten, eingangsseitigen Linse liegen. Der erste Spezialfall ist die Abbildung einer Strahltaile durch diese Linse:

$$b = \frac{f}{1 + \left[(4 \cdot \lambda \cdot f) / (\pi \cdot D_0^2) \right]^2} \quad \text{und} \quad D = \frac{D_0}{\sqrt{1 + \left[(\pi \cdot D_0^2) / (4 \cdot \lambda \cdot f) \right]^2}} \quad \text{für} \quad g = 0 \quad (78)$$

Liegt die Strahltaile dagegen für den zweiten Spezialfall in der eingangsseitigen Brennebene, vereinfachen sich die Gleichungen zu:

$$b = f \quad \text{und} \quad D = \frac{4 \cdot \lambda \cdot f}{\pi \cdot D_0} \quad \text{für} \quad g = f \quad (79)$$

In der Praxis ist der Unterschied zwischen beiden Spezialfällen sehr gering wenn das z_R/f Verhältnis groß ist. Die Linse sollte dazu kurzbrennweitig und der Laserstrahldurchmesser groß (unfokussiert) sein. Für den ersten Spezialfall ist dann die Umkehrung aus Gl. (79) eine gute Näherung:

$$b = f \quad \text{und} \quad D_{\text{ideal}} = \frac{4 \cdot \lambda \cdot f}{\pi \cdot D_0} \quad \text{oder} \quad D_{\text{real}} = \frac{4}{3} D_{\text{ideal}} \quad \text{für} \quad g = 0 \quad (80)$$

Die zweite Linse der Strahlaufweitungsoptik bildet also einen in ihrer Brennweite liegenden, über Gl. (80) definierten Strahltaillendurchmesser in ihre Bildweite ab. Gl. (80) zeigt außerdem, daß man Laserstrahlen nicht auf beliebig kleine Durchmesser fokussieren kann und daß zur Minimierung der Spotgröße kurzbrennweitige Linsen verwendet werden müssen. Für die technische Anwendung ergeben sich deutliche Abweichungen D_{real} von der minimalen Spotgröße D_{ideal} , wenn statt eines auf geometrische Abbildungsfehler korrigierten Mikroskopobjektivs unkorrigierte, sphärische Linsen zur Fokussierung verwendet werden. Der Faktor $4/3$ berücksichtigt sphärische Abberation und beugungsbegrenzte Auflösung.

Das Gallilei'sche Strahlaufweitungsprinzip wird häufig für Puls laser verwendet, da es die hohen Leistungsdichten, die im Brennpunkt einer Kepler'schen Strahlaufweitung entstehen können, vermeidet. Nachteilig ist lediglich, daß man in den virtuellen Brennpunkt einer Gallilei'schen Aufweitung keine Blende als Raumfilter einbringen kann. Bei beiden Versionen kann der Abstand L der bildseitigen Strahltaille und ihr Durchmesser D durch Verschiebung der zweiten Linse um einen Abstand z aus der konfokalen Lage variiert werden.

Definiert man einen Strahlaufweitungsfaktor M_{SA} über das Brennweitenverhältnis der beiden Strahlaufweitungslinsen von Abb. 88

$$M_{\text{SA}} = \frac{f_2}{f_1} \quad (81)$$

so ist der Strahltaillendurchmesser D_{Taille} im Abstand L hinter der zweiten Linse gegeben über:

$$D_{\text{Taille}} = \frac{\sqrt{D_0^2 M_{\text{SA}}^2 \pi \pm \sqrt{D_0^4 M_{\text{SA}}^4 \pi^2 - 64 \cdot (f_2 - L)^2 \lambda^2}}}{\sqrt{2\pi}} \quad (82)$$

Für die Herleitung von Gl. (82) wurde die Näherung für die ideale Spotgröße D_{ideal} verwendet. Außerdem wurde angenommen, daß die Strahltaille des Lasers mit Durchmesser D_0 in der Ebene der ersten Linse liegt. Für große Abstände L kann bei einer kurzbrennweitigen Strahlaufweitungsoptik f_2 in Gl. (82) vernachlässigt werden, d.h. die Eigenschaften der Strahlaufweitungsoptik sind dann allein durch den Strahlaufweitungsfaktor M_{SA} gegeben. Dies gilt auch für kleine Abstände L , wenn der Laserstrahl unfokussiert ist, so daß das z_R/f Verhältnis groß ist. Bei $L=0$ hat der Laser nach dieser Näherung dann einen Strahldurchmesser von $M_{\text{SA}} \cdot D_0$ (dieses Ergebnis erhält man auch mit den Abbildungsbeziehungen der Strahlenoptik).

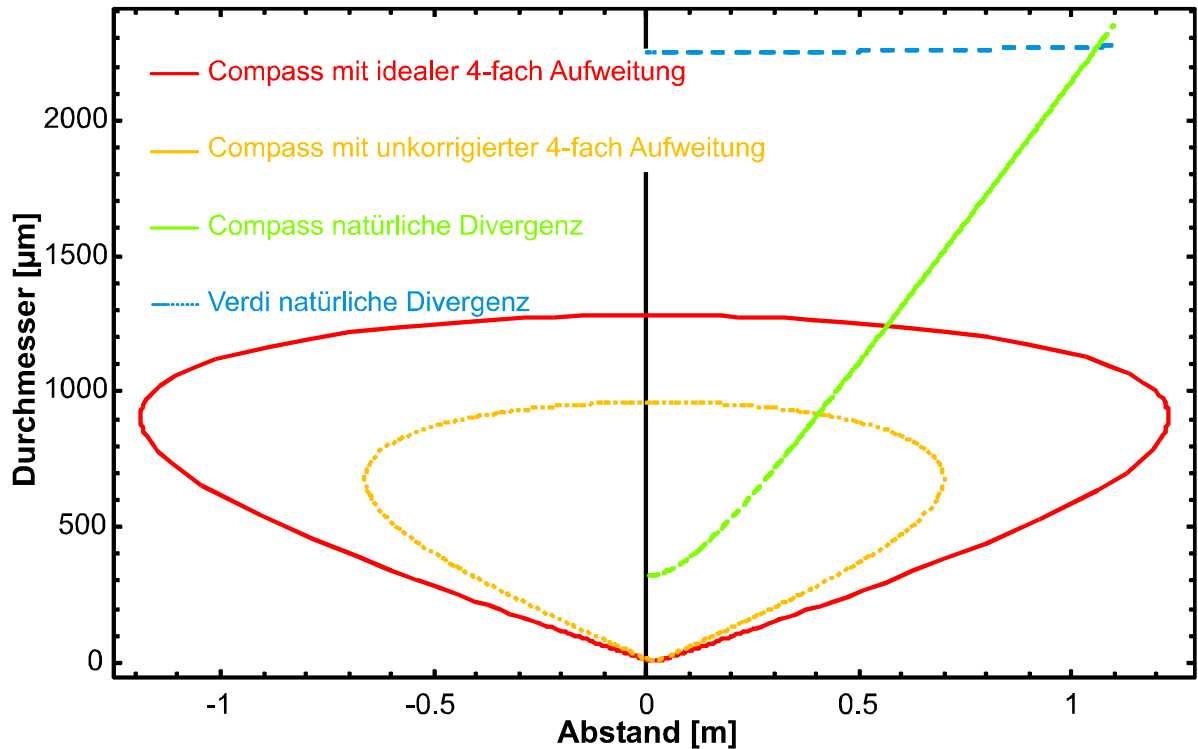


Abb. 89: Abhängigkeit des Laserstrahldurchmessers von der Lage einer Strahltaille bei Verwendung einer idealen/unkorrigierten 4-fach Strahlaufweitung für einen Compass /Verdi Laser. Im Vergleich dazu sind die natürlichen Strahlaufweitungen der Laser dargestellt.

Für verschiedene Auslenkungen (z) der 2. Strahlaufweitungslinse aus der konfokalen Lage erhält man die in Abb. 89 dargestellte Abhängigkeit des Strahltaillendurchmessers von der Lage der Strahltaille. Auffällig ist, daß Durchmesser und Abstand nicht unabhängig voneinander eingestellt werden können und daß es eine maximale Bildweite L_{MAX} (mit Durchmesser D_{LMAX}) für die Strahltaille gibt, die bei gegebenem Anfangsdurchmesser nur vom Strahlaufweitungsfaktor abhängt:

$$L_{MAX} = f_2 \pm \frac{D_0^2 \cdot M_{SA}^2 \cdot \pi}{8\lambda} \quad D_{LMAX} = \frac{D_0 \cdot M_{SA}}{\sqrt{2}} \quad (83)$$

Für Abstände kleiner $|L_{MAX}|$ kann jeweils ein großer oder ein kleiner Strahltaillendurchmesser entsprechend der Wahl des Vorzeichens in Gl. (82) eingestellt werden. Der Umlaufsinn ist dabei so, daß man bei konfokaler Lage der Linsen (Auslenkung $z=0$) mit dem größeren Durchmesser (ca. $M_{SA} \cdot D_0$) startet und bei Vergrößerung des Abstandes zwischen den Linsen ($z>0$) zuerst die Strahltaille bis in den Abstand $|L_{MAX}|$ verschiebt und dann wieder heranholt (siehe Abb. 90). Für negative Auslenkungen z ist der Umlaufsinn genau entgegengesetzt, d.h. der Laserstrahl scheint von einer virtuellen Strahltaille vor der Strahlaufweitung auszugehen und er verläßt die Strahlaufweitungsoptik divergent. Strahlaufweitungsoptiken werden üblicherweise nur im Bereich der „kleineren“ Durchmesser verwendet, da der Zusammenhang zwischen Position und Durchmesser der Strahltaille dort annähernd linear verläuft. Die Strahltaillendurchmesser können dort auch in einem größeren Intervall verändert werden.

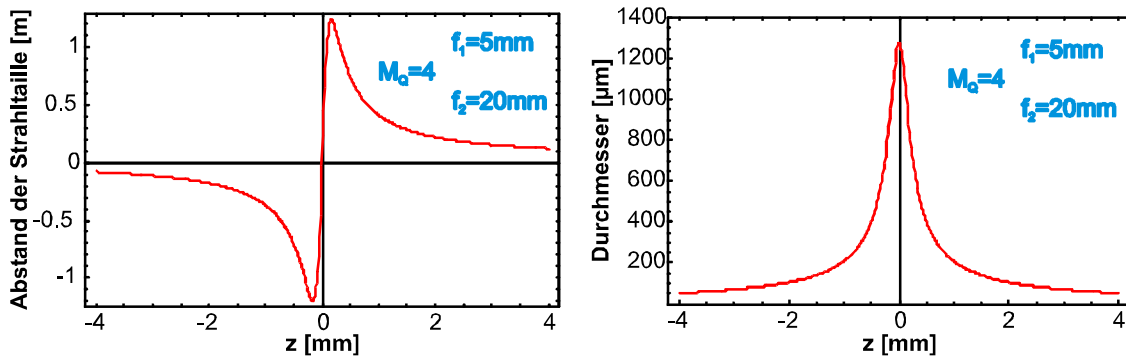


Abb. 90: Abstand und Durchmesser der Strahltaille in Abhängigkeit von der Auslenkung z der 2. Linse für den Compass Laser.

Die Einstellung der „großen Durchmesser“ erfordert speziell bei großen $D_0 \cdot M_{SA}$ Faktoren mechanisch präzise aufgebaute Optiken, da nahe der konfokalen Linsenausrichtung eine extrem starke Abhängigkeit des Strahltaillenabstands von der Auslenkung z der 2. Linse auftritt (Abb. 90). Je größer $D_0 \cdot M_{SA}$ wird, desto näher rücken die beiden Extremstellen bei $\pm z_{EXTREM}$ in (Abb. 90) zusammen und desto empfindlicher ist der Strahlauflauf.

$$z_{EXTREM} = \pm \frac{4 \cdot f_2^2 \cdot \lambda}{(D_0 \cdot M_{SA})^2 \cdot \pi} \quad (84)$$

Abb. 89 zeigt außerdem, daß die Abbildungseigenschaften eines Strahlauflaufers von der Qualität der 1. Strahlauflauflinse stark beeinflußt werden. Mit einer unkorrigierten ersten Linse ist die Spotgröße im Focus um den Faktor 4/3 größer als im Idealfall (Gl. (80)). Dies führt zu Strahltaillendurchmessern, die um den gleichen Faktor verkleinert sind und um den quadrierten Faktor näher an der Strahlauflaufung liegen. Weiterhin ist in Abb. 89 auch der Vergleich mit der natürlichen Strahlauflaufung des Compass-Lasers mit kleinem Anfangsstrahldurchmesser und des Verdi-Lasers mit großem Anfangsstrahldurchmesser dargestellt. Der Compass-Laser hat eine Rayleigh-Länge von 15cm, d.h. er weitet sich schon über kurze Distanzen merklich auf. Im Gegensatz dazu ist die Strahlauflaufung für den Verdi-Laser nahezu vernachlässigbar, denn seine Rayleigh-Länge beträgt etwa 7,5m. Prinzipiell verhalten sich aber beide Laserstrahlen gleich, wenn ihre Strahltaillendurchmesser aneinander angepaßt werden. Die geringen Unterschiede in der Strahlqualität beider Laser spielen dabei für die Anwendungsziele dieser Arbeit keine Rolle.

8.1.2.2 Bedeutung der Strahltaillenposition des Beleuchtungsstrahls hinsichtlich der Abbildung durch ein Fernmikroskopieobjektiv

Das vorangegangene Kapitel hat gezeigt, daß man über eine Strahlauflaufoptik den Durchmesser eines Laserstrahls nicht unabhängig von der Lage seiner Strahltaille einstellen kann. Wenn man beide Parameter trotzdem zusammen kontrollieren möchte, erfordert dies eine aufwendige Abstimmung der Beleuchtungsgeometrie und der Strahlauflaufparameter (siehe Kap. 8.1.2.3). Es stellt sich also die Frage, welche Bedeutung der Strahltaillenposition bei der Laserstrahlbeleuchtung bezüglich der Abbildung durch ein Fernmikroskopieobjektiv zukommt.

Hintergrund dieser Fragestellung ist die Beobachtung, daß sich bei ungünstiger Wahl der Beleuchtungsbedingungen störende Interferenzmuster im Bild bemerkbar ma-

chen. Die Vermutung liegt nahe, daß es bei festgehaltenem Beleuchtungsstrahldurchmesser in der Gegenstandsebene ungünstige Strahltaillenpositionen gibt, bei denen der Lichtverlauf des Beleuchtungslaserstrahls mit Blenden innerhalb des Fernmikroskopieobjektivs kollidiert. Bei einem Cassegrain-Aufbau (Abb. 11) können z. B. die Primär- (S_P) und Sekundärspiegel (S_S) diese Blendeneffekte bewirken. Eine genaue Überprüfung der Blendewirkung durch eine Verfolgung des Laserstrahlverlaufs ist ohne detaillierte Herstellerangaben über das Mikroskop nicht möglich.

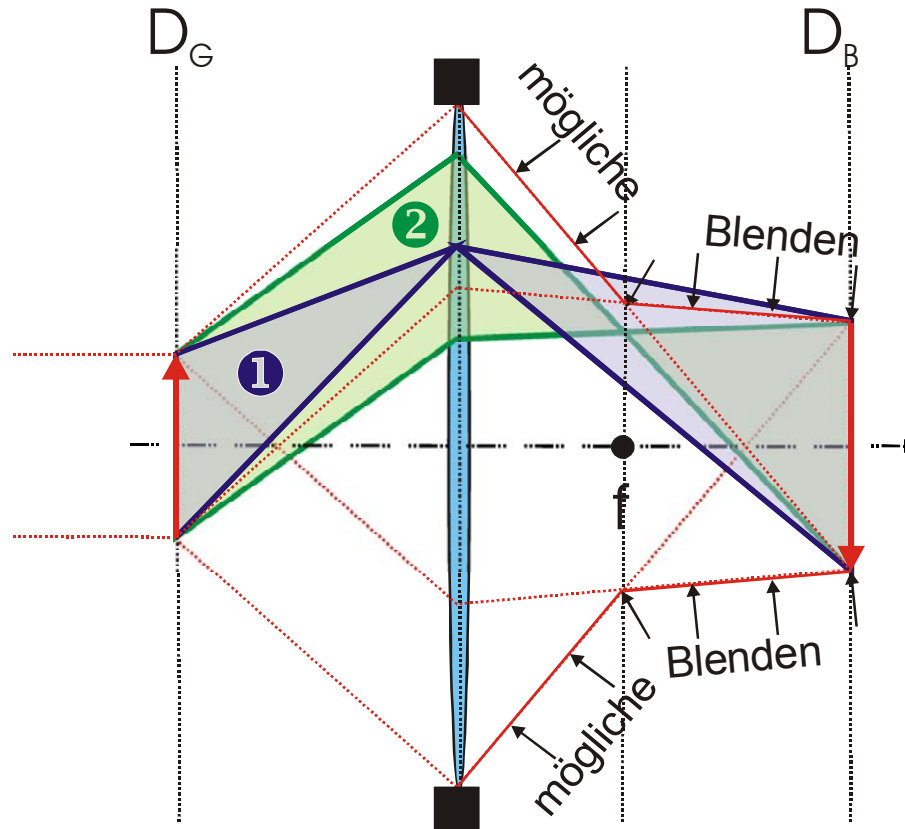


Abb. 91: Beleuchtungsstrahlengang bei konvergenter (①) und paralleler (②) Beleuchtung im Vergleich zum Strahlverlauf des unter maximalem Winkel gebeugten Streulichts unter paralleler Beleuchtung.

Man kann sich jedoch anhand von Abb. 91 vorstellen, wie es zu den angesprochenen Blendeneffekten kommen kann. Wenn man annimmt, daß das Fernmikroskopie Objektiv dazu ausgelegt ist das unter paraxialer Beleuchtung von einem Objekt abgebogene Licht optimal zu übertragen, dann liegen in dem rot abgegrenzten Lichtweg der unter maximalem Winkel gebeugten Wellenfronten keine Blenden. Lichtstrahlen, die dennoch die mit Pfeilen markierten Grenzen passieren werden möglicherweise ausgeblendet. Vergleicht man jetzt den Beleuchtungsstrahlengang für parallele (①) und konvergente (②) Beleuchtung unter schrägem Einfallswinkel, so können im zweiten Fall interne Blenden begrenzend wirken. Für die Beleuchtung im Modus ① und ② wird zwar jeweils der gleiche Beobachtungsbereich (Durchmesser D_G) ausgeleuchtet, aber die bildseitigen Strahltaillen liegen an sehr unterschiedlichen Positionen. Für eine Abbildung ohne Blendeneffekte sollte die bildseitige Strahltaille des Beleuchtungslasers deshalb möglichst nahe an der bildseitigen Brennebene liegen.

Wenn die Strahltaille genau in der Gegenstandsebene liegt ist eine störungsfreie Lichteinkopplung immer möglich. Das Laserlicht wird dann ebenso wie das vom Objekt gebeugte Licht abgebildet, d.h. die Optik ist genau für diese Einstellung ausgelegt. Die Beleuchtungsstrahldivergenz kann dabei für realistische Fälle niemals grö-

ßer als der aperturb bestimmte maximale Beugungswinkel des Mikroskops sein, d.h. der Laserstrahl sollte ebenso wie das gebeugte Licht keine internen Blenden beleuchten.

Wie man anhand von Abb. 91 gesehen hat, führen unterschiedliche Strahltaillenentfernungen z_G ($z_G > 0$ bedeutet eine größere Entfernung zur Linse) von der Gegenstandsebene trotz festgehaltenem Zieldurchmesser D_G zu deutlich voneinander abweichenden Beleuchtungsstrahlengängen. Um diese Aussage zu quantifizieren und zu veranschaulichen soll für eine einfache abbildende Linse unter axialer Beleuchtung der Laserstrahlengang verfolgt werden. Dazu wird, wie in Abb. 92 skizziert, die gegenstandsseitige Strahltaille in unterschiedlichen Entfernungen von der Gegenstandsebene abgebildet, und die Entfernung der bildseitigen Strahltaille vom bildseitigen Brennpunkt (Z_f) bewertet.

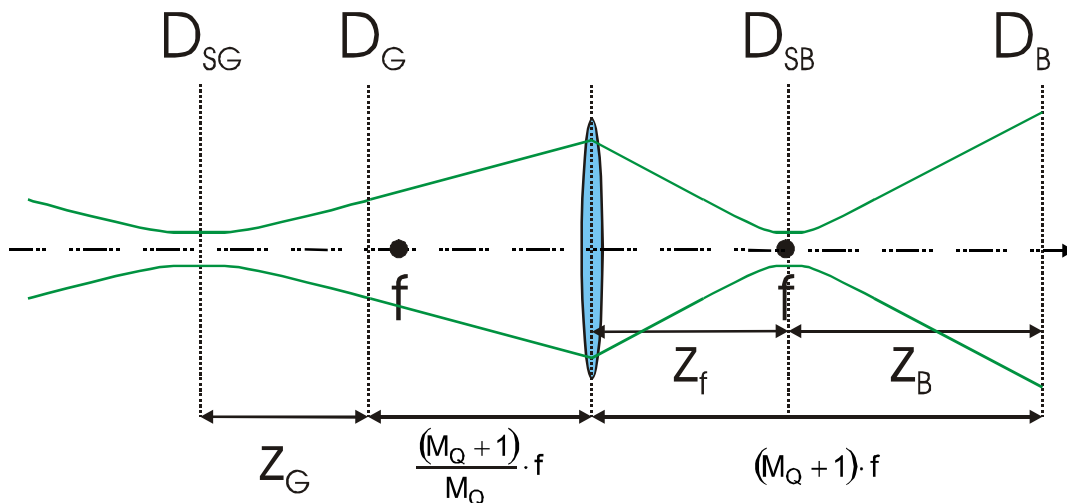


Abb. 92: Vergleich des Laserstrahlengangs mit der geometrischen Abbildung eines Objekts

Die Eigenschaften gaußförmiger Laserstrahlen erlauben vorab schon folgende Schlußfolgerungen:

- Für einen vorgegebenen Zieldurchmesser D_G gibt es für den Durchmesser der Strahltaille D_{SG} nach Gl. (70) zwei Möglichkeiten: Es kann entweder mit großem Strahltaillendurchmesser und kleiner Divergenz (Fall a) oder mit kleinem Strahltaillendurchmesser und großer Divergenz (Fall b) beleuchtet werden. In beiden Fällen kann die Strahltaille vor oder hinter der Gegenstandsebene liegen.
- Die kleinste Beleuchtungsdivergenz erreicht man, wenn die Strahltaille genau in der Gegenstandsebene liegt ($z_G=0$). Für den kleineren Strahltaillendurchmesser gibt es in dieser Position keine Lösung, da er unendlich klein sein müßte um sich mit unendlich großer Divergenz über eine unendlich kleine Entfernung auf den Zieldurchmesser aufzuweiten. In der Praxis ist der minimal erzielbare Strahltaillendurchmesser (endliche Divergenz) z.B. durch Gl. (71) beschränkt, so daß Lösungen für die kleine Strahltaille erst in einem Mindestabstand möglich sind.
- Die Strahltaille kann in beiden Fällen maximal eine halbe Rayleigh-Länge (mit dem Zieldurchmesser D_G gerechnet) vor oder hinter der Gegenstandsebene liegen, d.h. die maximale Strahltaillenentfernung ist bereits durch den Zieldurchmesser vorgegeben. Der „große Strahltaillendurchmesser“, ist höchstens um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner als der Zieldurchmesser. Für den „kleinen Strahltail-

lendurchmesser“ gibt es nur die zuvor angesprochene praktische Untergrenze des minimal erzielbaren Strahltaillendurchmessers.

- Nach Gl. (67) erhält man eine ideale Beleuchtung mit ebenen Wellen nur, wenn die Strahltaille exakt in der Gegenstandsebene liegt. Mit zunehmender Entfernung von der Strahltaille nimmt die Krümmung der Wellenfronten zu und zwar um so stärker je kleiner der Strahltaillendurchmesser ist. Für kleine Zieldurchmesser erhält man also schon bei kleinen Abständen z_G stark gekrümmte Wellenfronten. Bei großen Zieldurchmessern ist die „ebene Welle Näherung“ auch für größere Abstände z_G noch gut erfüllt.
- Der Laserstrahlengang muß die „klassischen“ Abbildungsgesetze, sofern sie zueinander konjugierte Ebenen betreffen, natürlich ebenfalls erfüllen, d.h. der Laserstrahldurchmesser in der Bildebene der Optik D_B ist gegenüber der Gegenstandsebene um den Abbildungsmaßstab M_Q vergrößert: $D_B = M_Q \cdot D_G$.

Für die beiden Fälle a) große Taille, b) kleine Taille erhält man für die Modellparameter die in Abb. 93 skizzierten Abhängigkeiten. Es wurden beispielhaft drei Zieldurchmesser D_{SG} ausgewählt, mit denen die Extremfälle vernachlässigbarer ($1500\mu\text{m}$ Durchmesser) und deutlicher Strahldivergenz ($500\mu\text{m}$ Durchmesser) repräsentiert sind. Eine Strahltaillenlage z_G wird als günstig bewertet, wenn ihr bildseitiges Abbild nahe der Brennebene liegt. Man kommt damit zu folgender Beurteilung:

Bei kleinen Zieldurchmessern muß die Lage der Strahltaille generell kontrolliert werden, um sie zumindest in die Nähe der Gegenstandsebene zu bringen. Der Fall b) für die kleinere Strahltaille kann mit langbrennweitigen Linsen kaum realisiert werden, da der Zieldurchmesser dafür zu klein ist. Falls doch, sollte die Strahltaille in möglichst großer Entfernung von der Gegenstandsebene liegen. Dies ist aufgrund der kleinen Rayleigh-Länge kaum möglich. Für den Fall a) ist der Abstand der bildseitigen Strahltaille von der Brennebene sehr stark vom gegenstandsseitigen Abstand z_G abhängig. Man sollte deshalb, auch um eine zu starke Krümmung der Wellenfronten zu vermeiden, die Strahltaille möglichst in die Gegenstandsebene legen.

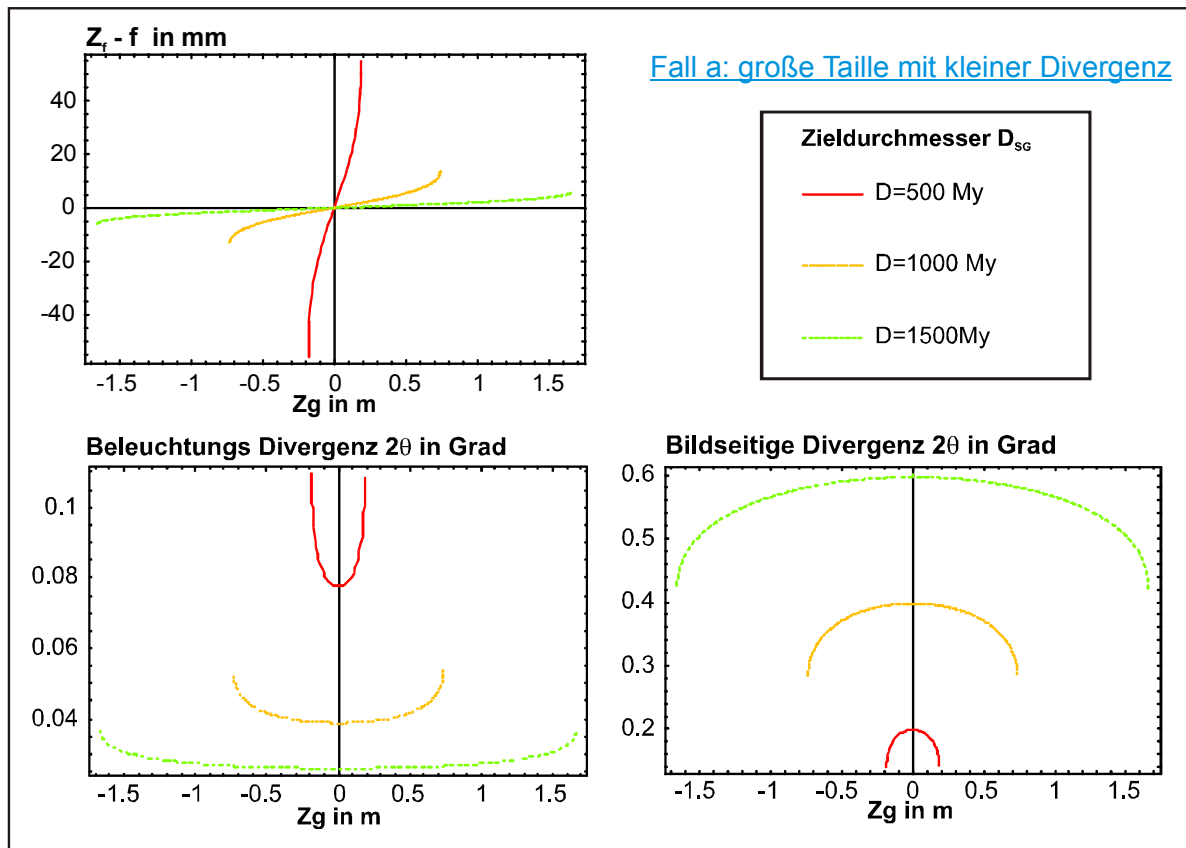


Abb. 93: Fall a) : Abstand der bildseitigen Strahlteile von der Brennebene sowie beleuchtungs- und bildseitige Divergenz jeweils als Funktion der gegenstandsseitigen Strahlteilenposition

Bei großen Zieldurchmessern spielt die Lage der Strahlteile kaum eine Rolle, wenn sie entweder von vergleichbarer Größe mit dem Zieldurchmesser ist (Fall a) oder weit entfernt von der Gegenstandsebene liegt (Fall b). Im Fall a) kann man die natürliche Strahldivergenz nahezu vollständig vernachlässigen und den Strahl als ideal parallel betrachten. Im Fall b) ist die Beleuchtungsdivergenz nur unwesentlich höher, dafür werden die Abstände sehr groß, die zwischen Strahlteile und Gegenstandsebene eingehalten werden sollten.

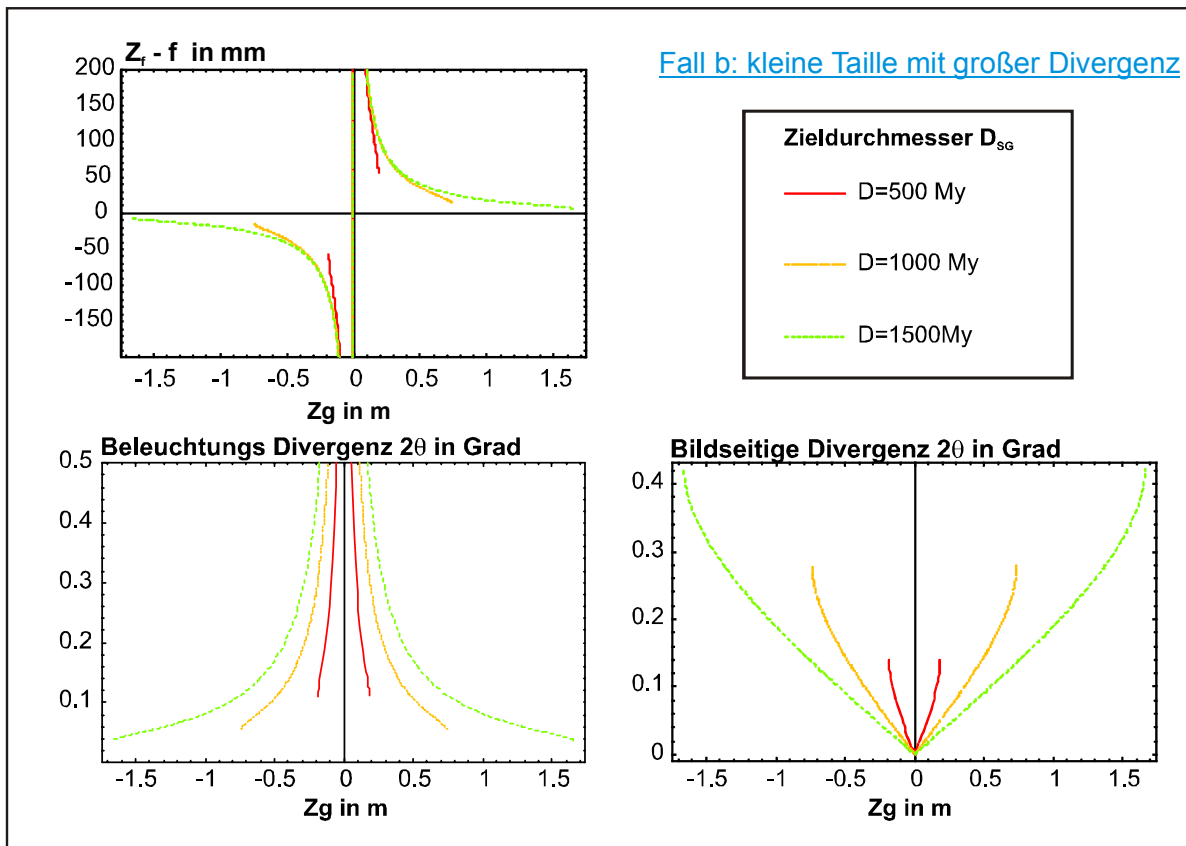


Abb. 94: Fall b) : Abstand der bildseitigen Strahltaile von der Brennebene sowie beleuchtungs- und bildseitige Divergenz jeweils als Funktion der gegenstandsseitigen Strahltaillenposition

8.1.2.3 Anpassung des Strahldurchmessers auf einen festgelegten Zieldurchmesser für einen definierten Arbeitsabstand

In Kapitel 8.1.2.1 wurde bereits gezeigt, wie man mit einer Strahlaufweitungsoptik Durchmesser und Strahltaillenposition einstellen kann. Für eine Anpassung des Beleuchtungsstrahldurchmessers ist die Festlegung eines Arbeitsabstands L_{SOLL} zwischen der 2. Linse des Strahlaufweilers und der Gegenstandsebene des Fernmikroskops erforderlich. Dadurch kann die natürliche Strahlaufweitung zwischen Strahltaille und Gegenstandsebene berücksichtigt werden, um die Lage der Strahltaille und den erforderlichen Strahlaufweitungsfaktor festzulegen.

Bei der Wahl von L_{SOLL} hat man insgesamt wenig Optimierungsmöglichkeiten, denn durch unzugängliche Bereiche muß meist ein minimaler Abstand L_{SOLL}^{Min} (hier 86,5cm) eingehalten werden. Auf der anderen Seite führen zu große Arbeitsabstände dazu, daß die Objektbeleuchtung schon auf kleinste Erschütterungen oder Vibrationen am Ort des Strahlaufweilers mit einer Ablenkung des Beleuchtungsstrahls reagiert.

Der verbleibende Variationsspielraum beschränkt sich deshalb auf die Wahl der Strahltaillenposition, die in Kap. 8.1.2.2 diskutiert wurde und den Strahlaufweitungsfaktor M_{SA} . Wenn man das Strahlaufweitungssystem nicht selbst aufbauen bzw. auf Spezialanfertigungen zurückgreifen möchte, ist kommerziell nur ein kleiner Auswahlspielraum mit Strahlaufweitungsfaktoren 4, 8, 16 und 32 verfügbar. Dennoch werden

im folgenden auch beliebige M_{SA} Werte in den dazwischenliegenden Bereichen diskutiert.

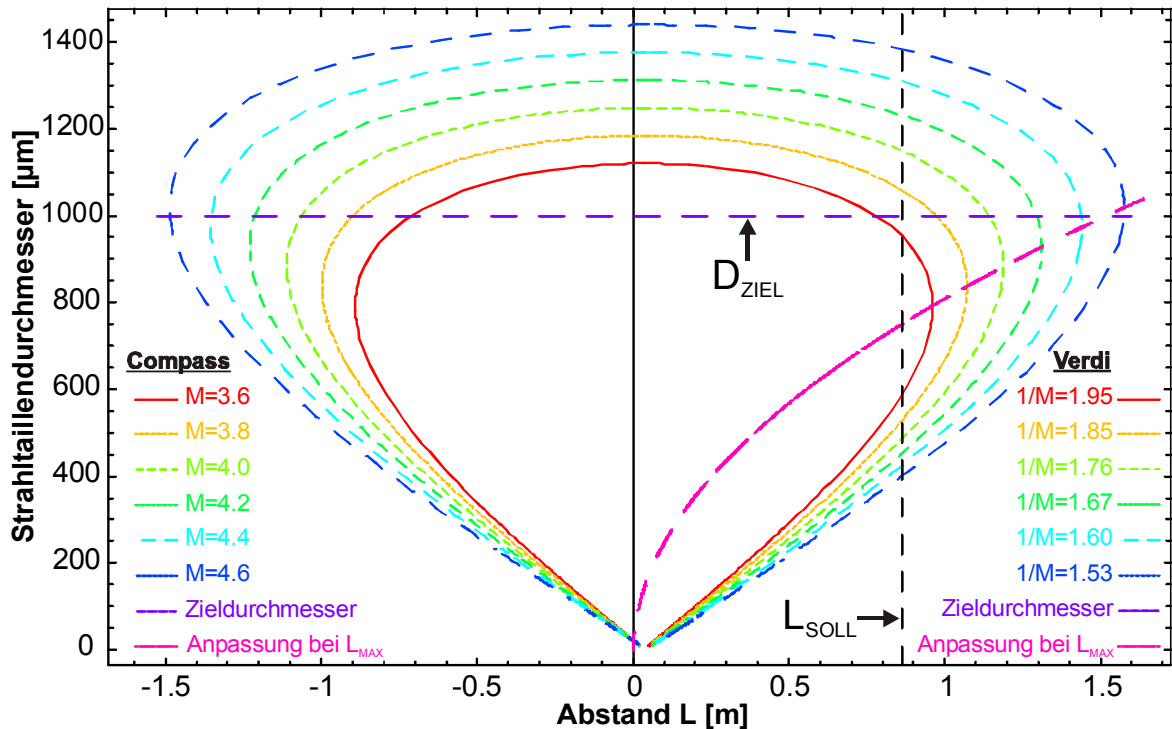


Abb. 95: Abhängigkeit des Durchmessers von der Lage einer Strahltaille für verschiedene Strahlaufweitungsfaktoren M .

In Abb. 95 ist noch einmal die Strahltaillenanpassung ohne Berücksichtigung der natürlichen Strahlaufweitung für einen Zielabstand $D_{Ziel}=D_G=1000\mu m$ und verschiedene Strahlaufweitungsfaktoren $M_{SA}=M$ gezeigt. Dieses Diagramm vermittelt für große Strahltaillendurchmesser schon einen guten Eindruck über die Anpassungsmöglichkeiten bei L_{SOLL} . Aber für wesentlich kleinere Strahltaillendurchmesser als D_{ZIEL} muß die natürliche Strahlaufweitung von der Taille bis zu L_{SOLL} mit berücksichtigt werden. Das Diagramm gilt sowohl für den Compass- als auch für den Verdi-Laser, lediglich die M_{SA} Faktoren der Legende sind aufgrund der ungleichen Strahldurchmesser umzuskalieren, so daß gilt $D_0^{Compass} \cdot M_{SA}^{Compass} = D_0^{Verdi} \cdot M_{SA}^{Verdi}$ (für den Verdi-Laser ist eigentlich nur eine Anpassung auf größere Durchmesser sinnvoll).

Für einen festgelegten Abstand L_{SOLL} kann die natürliche Strahlaufweitung mit berücksichtigt werden und aus der Darstellung von Abb. 95 läßt sich das Diagramm in Abb. 96 berechnen.

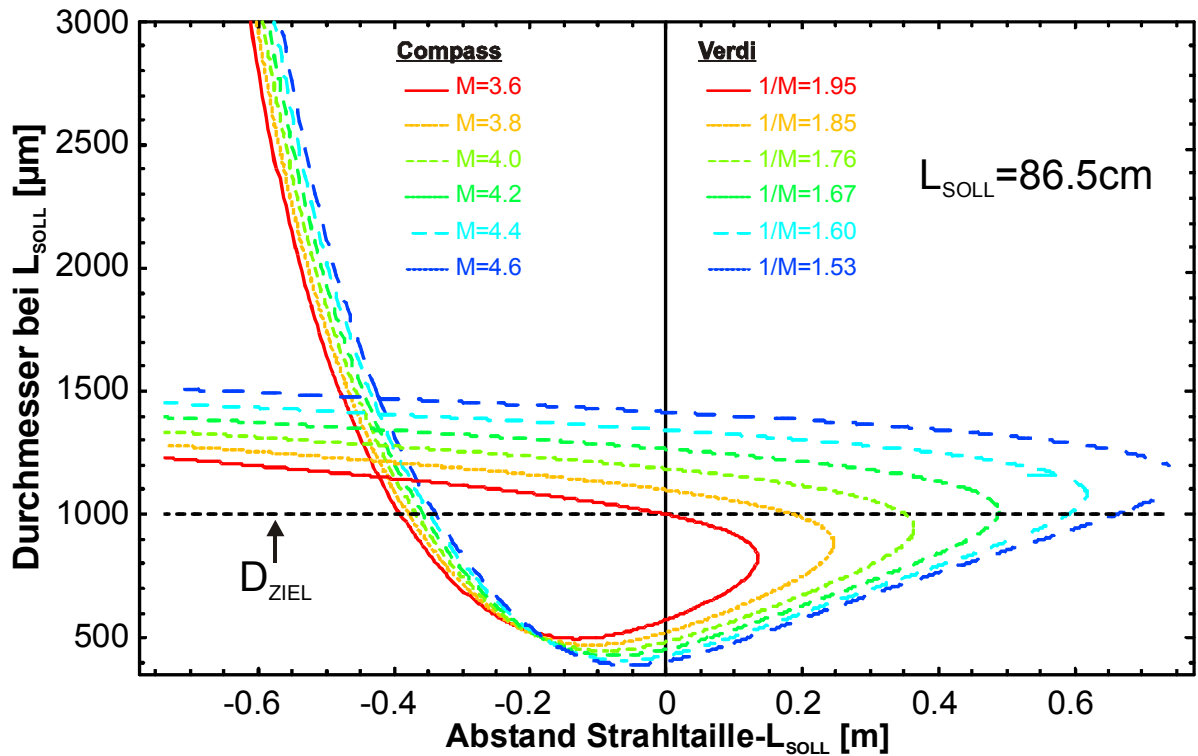


Abb. 96: Zieldurchmesser D_G als Funktion des Abstandes der Strahlende vom Sollabstand (Gegenstandsebene des Fernmikroskopieobjektivs)

Es zeigt, welche Zieldurchmesser in der Gegenstandsebene bei L_{SOLL} eingestellt werden können in Abhängigkeit von der Lage der Strahlende relativ zu L_{SOLL} . Man sieht, daß für den in Kapitel 8.1.2.2 besprochenen Fall a (kleine Taille mit großer Divergenz) die Strahlende nahezu unabhängig vom verwendeten Strahlaufweitungsfaktor ca. 39cm vor L_{SOLL} liegt. Wenn es gelingt auf einen genügend kleinen Tailendurchmesser zu fokussieren, ist dadurch auch ein großer Durchmesserbereich D_{Ziel} einstellbar. Für den Fall b dagegen (große Taille mit geringer Divergenz) ist die Strahlendenposition stark vom gewählten Aufweitungsfaktor abhängig und kann bei dem Compass-Laser nur für $M_{SA}=3,60$ in die Gegenstandsebene gelegt werden.

Wenn neben L_{Soll} auch noch der Zieldurchmesser D_{Ziel} feststeht, dann wird durch die Wahl des Strahlaufweitungsfaktors die Lage der Strahlende festgelegt. Generell gibt es für M_{SA} nur einen möglichen Wert M_{SA}^{OPT} (Fall b), für den die Strahlende in der Gegenstandsebene liegt:

$$M_{SA}^{OPT} = \frac{\sqrt{D_{SOLL}^4 \pi^2 + 16 \cdot \lambda^2 \cdot (f_2 - L_{Soll})^2}}{D_0 \cdot D_{ZIEL} \cdot \pi} \quad (85)$$

Er ist in Abb. 97 jeweils als vertikale Linie eingezeichnet. In den vier Diagrammen sind zusammengehörige Kurvenverläufe jeweils farbgleich dargestellt, um die Zweideutigkeit durch die zwei Anpassungsmöglichkeiten (kleine Taille mit großer Divergenz / große Taille mit kleiner Divergenz) aufzulösen.

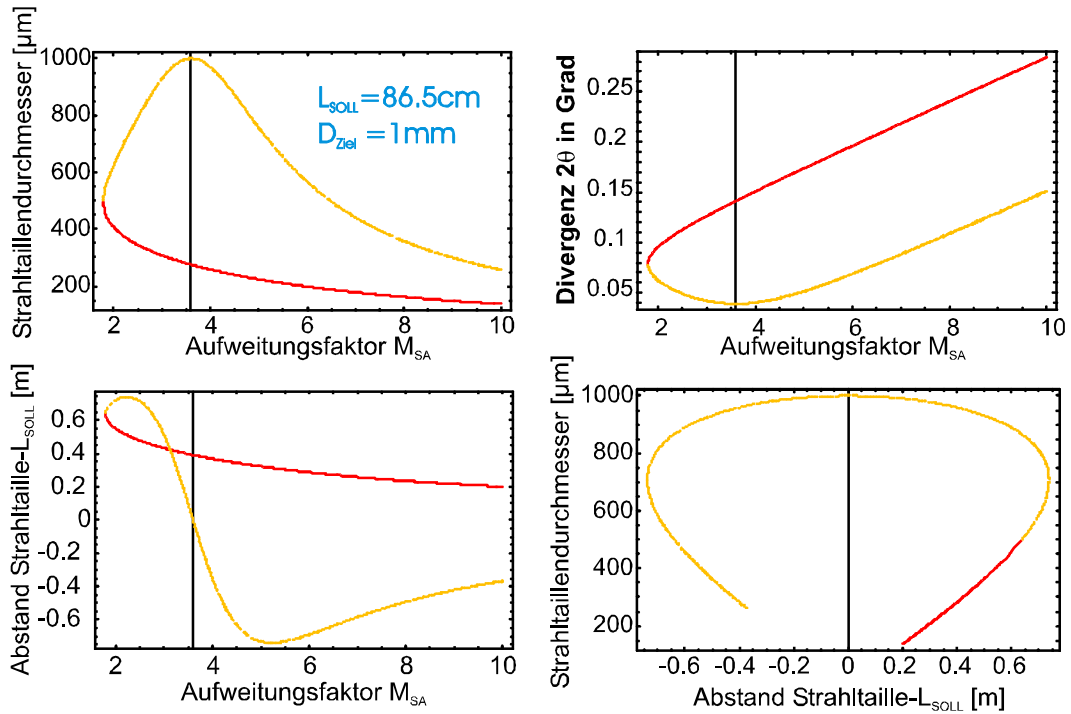


Abb. 97: Anpassung von Strahlauweitungsfaktor und Strahltaillenposition für festgelegten Arbeitsabstand L_{SOLL} und Zieldurchmesser D_{ZIEL} .

Aus der Kombination der vier Diagramme sind die Optimierungsmöglichkeiten für Strahltaillenposition und Strahlauweitungsfaktor ersichtlich (links unten). Die gegenseitige Abhängigkeit der beiden Parameter ist rechts unten dargestellt. Über das Diagramm links oben lässt sich beurteilen, ob der benötigte Strahltaillendurchmesser auch technisch realisiert werden kann und welche Strahldivergenz sich daraus für das Beleuchtungslicht (rechts oben) ergibt.

Wie man sieht, gibt es einen minimalen Strahlauweitungsfaktor $M_{\text{SA}}^{\text{MIN}}$ der benötigt wird um überhaupt eine Anpassung zu erzielen:

$$M_{\text{SA}}^{\text{MIN}} = \frac{4 \cdot \lambda \cdot (L_{\text{SOLL}} - f_2)}{D_0 \cdot D_{\text{ZIEL}} \cdot \pi} \quad (86)$$

Aus Abb. 95 ergibt sich noch eine weitere Optimierungsmöglichkeit, die den Arbeitsabstand L_{SOLL} betrifft. Wenn L_{SOLL} für den gewünschten Zieldurchmesser genau mit dem maximal erreichten Strahltaillenabstand L des Strahlauweilers zusammenfällt, erzielt man größtmögliche Durchmesseränderung bei kleinstmöglicher Veränderung der Strahltaillenposition. Eine derartige Anpassung ist aber nur für kleine Zieldurchmesser möglich, da sonst sehr große Abstände L_{SOLL} benötigt würden. Die Bedingungen lauten dann:

$$L_{\text{SOLL}} = f_2 + \frac{D_{\text{ZIEL}}^2 \pi}{4 \cdot \lambda} \quad \text{mit} \quad M_{\text{SA}}^{\text{OPT}} = \frac{\sqrt{2} \cdot D_{\text{ZIEL}}}{D_0} \quad \text{und} \quad M_{\text{SA}}^{\text{MIN}} = \frac{D_{\text{ZIEL}}}{D_0} \quad (87)$$

Für einen festgelegten Strahlauweitungsfaktor M_{SA} kann L_{SOLL} ebenfalls optimiert werden um die Strahltaille in die Gegenstandsebene zu legen (Umkehrung von Gl. (85)) :

$$L_{\text{SOLL}} = f_2 \pm \frac{D_{\text{ZIEL}}^4 \pi \sqrt{D_0^2 \cdot M_{\text{SA}}^2 \pi - D_{\text{ZIEL}}^2}}{4 \cdot \lambda} \quad \text{oder} \quad L_{\text{SOLL}} = f_2 \quad (88)$$

Von den drei Lösungsmöglichkeiten für die L_{SOLL} Anpassung an M_{SA} ist bei kleiner Brennweite f_2 nur diejenige mit positivem Vorzeichen interessant. Wenn L_{SOLL} bei f_2 liegt ist der Abstand zum Strahlaufweiter zu gering. Die Lösung für negatives Vorzeichen gehört zu einer virtuellen Strahltaile des Strahlaufweiter.

8.1.3 Impulsantwort des optischen Aufnahmesystems

Unter der Impulsantwort eines optischen Systems, versteht man das resultierende Bild in Ebene ⑥ (Abb. 14), wenn für den Gegenstand in Ebene ① eine deltaförmige Intensitätsverteilung f an einem Punkt x_0, y_0 angenommen wird.

$$f = \delta(x_1 - x_0) \cdot \delta(y_1 - y_0) \quad (89)$$

Sie soll unter Berücksichtigung der in Kapitel 4.1.5 angegebenen Blendennäherung über die Transformationen I und II analytisch berechnet werden. Die Form der Blende B ist entsprechend Abb. 11 durch einen Innendurchmesser D_S und einen Außendurchmesser D_K gegeben, wobei nur die Bereiche zwischen den Durchmessern lichtdurchlässig sein sollen.

Über die Impulsantwort ist eine Abschätzung des erzielbaren optischen Auflösungsvermögens möglich. Der abzubildende Delta-Puls ist in der Gegenstandsebene ideal lokalisiert, d.h. jegliche Art von Verbreiterung oder Verschmierung in der Bildebene ist durch das Abbildungssystem und im Speziellen durch dessen Blendengeometrie bedingt. Es lässt sich so prüfen, bis zu welchem Minimalabstand zwei benachbarte Delta Pulse der Gegenstandsebene in der Bildebene noch getrennt auflösbar sind.

Unter Berücksichtigung der Blendengeometrie (Gl. (20)) erhält man das Beugungsbild von f (Gl. (89)) über die Transformation I (Gl. (14)):

$$\begin{aligned} \Psi_{P_4}(\alpha, \beta) &= A_4 \cdot B(x_{P_3}, y_{P_3}) \cdot e^{-i \cdot (\alpha \cdot x_0 + \beta \cdot y_0)} \\ \begin{pmatrix} x_{P_3} \\ y_{P_3} \end{pmatrix} &= u \cdot \begin{pmatrix} l_0 + \frac{\alpha}{k} \\ m_0 + \frac{\beta}{k} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \\ A_4 &= \frac{A \cdot k \cdot W_l \cdot e^{-i \cdot k \cdot d_{\text{PHASE}}}}{2\pi \cdot i \cdot d_{\text{eff}}} \end{aligned} \quad (90)$$

Für einen Delta Impuls im Ursprung ist das Beugungsbild ein genaues Abbild der Blendenfunktion.

Das Ergebnis aus Gl. (90) wird in die Transformation II eingesetzt, wobei zuvor die Beugungsrichtungen durch die Koordinaten in Ebene ④ über die Beziehung

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \frac{k}{f} \cdot \begin{pmatrix} x_4 \\ y_4 \end{pmatrix} - f \cdot \begin{pmatrix} l_0 \\ m_0 \end{pmatrix} \quad (91)$$

ersetzt werden. Die umgeschriebene Gl. (90) lautet dann:

$$\begin{aligned} \Psi_{P_4}(x_4, y_4) &= A_4 \cdot e^{i \cdot k \cdot (l_0 \cdot x_0 + m_0 \cdot y_0)} \cdot B(x_{P_3}, y_{P_3}) \cdot e^{-i \cdot \frac{k}{f} \cdot (x_4 \cdot x_0 + y_4 \cdot y_0)} \\ \begin{pmatrix} x_{P_3} \\ y_{P_3} \end{pmatrix} &= \frac{u}{f} \cdot \begin{pmatrix} x_4 \\ y_4 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (92)$$

Die Transformation II (Gl. (18)) wird in der Fraunhofer'schen Näherung durchgeführt, um zu einem analytischen Ergebnis zu gelangen. Nach mehreren Substitutionen gelangt man zu folgendem Ausdruck:

$$\begin{aligned}\Psi_{P_5}(x_5, y_5) &= A_5 \iint B(x_{P_3}, y_{P_3}) \cdot e^{-i(x_{P_3} \cdot \alpha_3 + y_{P_3} \cdot \beta_3)} \cdot dx_{P_3} \cdot dy_{P_3} \\ \begin{pmatrix} \alpha_3 \\ \beta_3 \end{pmatrix} &= \frac{k \cdot f}{u} \cdot \begin{pmatrix} x_0/f + x_5/r \\ y_0/f + y_5/r \end{pmatrix} \\ A_5 &= A_4 \cdot T \cdot \left(\frac{f}{u}\right)^2 \cdot e^{i \cdot k(l_0 x_0 + m_0 y_0)} \cdot e^{i(\alpha_3 \cdot x_0 + \beta_3 \cdot y_0)}\end{aligned}\quad (93)$$

Wenn Beleuchtungsrichtung und Position des Delta-Impulses nicht verändert werden, dann ist A_5 eine Konstante. Das Integral in Gl. (93) wird über die Fourier-Transformierte \tilde{B} der Blendenfunktion B gelöst:

$$\begin{aligned}\Psi_{P_5}(x_5, y_5) &= A_5 \cdot \tilde{B}(\alpha_3, \beta_3) \\ B(x_{P_3}, y_{P_3}) &\xrightarrow{\text{FFT}} \tilde{B}(\alpha_3, \beta_3)\end{aligned}\quad (94)$$

Die Fourier-Transformierte \tilde{B} der in Abb. 11 gezeigten Blende lässt sich über die Fourier-Transformierte eines infinitesimal dünnen Kreisringes (J_0 ist die Bessel-Funktion 0. Ordnung) berechnen. Für die Cassegrain-Blende wird zwischen Innenradius D_S und Außenradius D_K integriert:

$$\begin{aligned}\tilde{B}(\alpha_3, \beta_3) &= 2\pi \int_{D_S/2}^{D_K/2} J_0(R \cdot a) \cdot a \cdot da = \frac{\pi}{R} \cdot \left[D_K \cdot J_1\left(\frac{R \cdot D_K}{2}\right) - D_S \cdot J_1\left(\frac{R \cdot D_S}{2}\right) \right] \\ R &= \sqrt{\alpha_3^2 + \beta_3^2}\end{aligned}\quad (95)$$

Die Fourier-Transformierte der Modell-Blende leitet sich von den Bessel-Funktionen 1. Ordnung (J_1) ab.

Über die Gl. (94) ist mit Hilfe von Gl. (95) die Impulsantwort des Modells im Rahmen der Fraunhofer'schen Näherung analytisch bestimmt. Generell berechnet sich die Impulsantwort für beliebig geformte Blenden über eine Fourier-Transformation der Blendenfunktion.

Aus der Impulsantwort soll jetzt das Auflösungsvermögen des optischen Systems abgeschätzt werden. Es ist über den Minimalabstand dP_1 zweier Delta Pulse P_{A1} , P_{B1} in Ebene ① (Abb. 14) gegeben, deren Impulsantworten P_{A6} , P_{B6} in Ebene ⑥ (Abbildungsebene) noch getrennt aufgelöst werden können.

Bei der Berechnung der gemeinsamen Impulsantworten werden die Einzelimpulse unter Anwendung des Superpositionsprinzips addiert. Die beiden Fälle einer inkohärenten und einer kohärenten Lichtquelle sind getrennt zu behandeln. Es addieren sich entweder die Intensitäten analog zu Gl. (25) oder die E-Feld Amplituden analog zu Gl. (26). Für die Modellbeschreibung ist wegen des Lasers als Lichtquelle nur der kohärente Fall von Bedeutung. Da er aber nur numerisch gelöst werden kann liefert die analytische Herleitung des inkohärenten Auflösungsvermögens einen guten Vergleichsmaßstab. Sie beschränkt sich auf den Fall einer einfachen Blende, d.h. D_S wird zu Null gesetzt.

Für die Lage der beiden Deltapulse P_{A1} , P_{A2} soll gelten:

$$P_{A1} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad P_{B1} = \begin{pmatrix} dP_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (96)$$

Bei den Impulsantworten können alle Vorfaktoren, die von der Lage von P_{A1} und P_{A2} unabhängig sind, vernachlässigt werden. Außerdem wurde berücksichtigt, daß Ebene ① und ⑥ konjugiert zueinander sind (①: Gegenstands- ⑥: Bildebene):

$$\begin{aligned} \Psi_{P_{A6}} &= \tilde{B}(\alpha_3^A, \beta_3^B) & \Psi_{P_{B6}} &= e^{i k l_0 \cdot x_0} \cdot e^{i \alpha_3^B \cdot x_0} \cdot \tilde{B}(\alpha_3^B, \beta_3^B) \\ \begin{pmatrix} \alpha_3^A \\ \beta_3^A \end{pmatrix} &= \frac{k}{u \cdot \tilde{r}} \cdot \begin{pmatrix} x_5 \\ y_5 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \alpha_3^B \\ \beta_3^B \end{pmatrix} &= \frac{k}{u \cdot \tilde{r}} \cdot \begin{pmatrix} dP_1 \cdot \tilde{r} + x_5 \\ y_5 \end{pmatrix} \\ \tilde{r} &= \sqrt{l_0^2 + m_0^2 + M_Q^2} \end{aligned} \quad (97)$$

Bei inkohärenter Beleuchtung addieren sich die Einzelintensitäten von P_{A6} und P_{B6} zu I_{ink} . Dabei bleiben die Phasenfaktoren in Gl. (97) ohne Einfluß da sie betragsmäßig gleich eins sind.

$$I_{\text{ink}} = \tilde{B}(\alpha_3^A, \beta_3^B)^2 + \tilde{B}(\alpha_3^B, \beta_3^B)^2 \quad (98)$$

Für die Beurteilung, wann eine Intensitätsverteilung entsprechend Gl. (98) noch als zwei getrennte Impulsantworten aufgelöst werden kann, gibt es verschiedene Standards. Am bekanntesten ist das Rayleigh-Kriterium: Die beiden Impulsantworten können gerade noch aufgelöst werden, wenn das Intensitätsmaximum $\text{Max}(P_{B6})$ des Pulses P_{B6} im ersten Minimum $\text{Min}(P_{A6})$ des zweiten Pulses liegt.

Die Lage des Maximums für die Impulsantwort eines einzelnen Deltapulses kann bei inkohärenter Beleuchtung auch allgemein aus Gl. (93) berechnet werden. Die Fourier-Transformierte \tilde{B} der Blendenfunktion hat ihren größten Wert, wenn α_3 und β_3 gleich Null sind. Man erhält aus dieser Bedingung eine Beziehung zwischen Gegenstands- (x_0, y_0) und Betrachtungskoodinaten (x_5, y_5), die sich noch etwas vereinfacht, wenn die Betrachtungsebene ⑤ mit der Bildebene ⑥ (Koordinaten x_6, y_6) zusammenfällt.

$$\begin{pmatrix} x_5 \\ y_5 \end{pmatrix} = -\frac{r}{f} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} x_6 \\ y_6 \end{pmatrix} = -\tilde{r} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \quad (99)$$

Die Gl. (99) beschreibt im Rahmen der bisherigen Näherungen die Lage des bekannten „Airy-Beugungsscheibchens“. Ohne Näherung ist das „Beugungsscheibchen“ in der jeweiligen Betrachtungsebene um den Zentralstrahl, der vom Deltaimpuls (x_0, y_0) durch den Linsenmittelpunkt verläuft, lokalisiert. (Der Zentralstrahl passiert die Linse ohne Ablenkung). Der Vergrößerungsfaktor zwischen Gegenstands- und Bildebene ist daher in Wirklichkeit nicht von der Beleuchtungsrichtung abhängig. Die Näherung von Gl. (99) vermittelt in dieser Beziehung eine falsche Vorstellung. Für kleine Beleuchtungswinkel und große Abbildungsmaßstäbe ist $\tilde{r} \approx M_Q$ gut erfüllt (l_0 und m_0 sind kleiner als 1, M_Q ist ungefähr 25).

Die Lage der ersten Nullstelle der Impulsantwort verläuft analog zur gerade durchgeführten Bestimmung des Maximums (die erste Nullstelle der Besselfunktion $J_1(x)$ läßt sich nur numerisch berechnen und liegt bei $x = \pm 3,8317$).

Für die spezielle Geometrie der Deltapulse nach Gl.(96) ergeben sich mit den gerade durchgeführten Vorüberlegungen folgende Bedingungen für das Rayleigh-Kriterium:

$$\text{Max}(P_{B_6}): \alpha_3^B = \beta_3^B = 0 \quad \text{Min}(P_{A_6}): \frac{D_K}{2} \cdot |\alpha_3^A| = \pm 3,8317 \quad \beta_3^B = 0 \quad (100)$$

Das Rayleigh-Auflösungsvermögen dP_1^{Rayleigh} lautet somit (für eine Einfach-Blende) mit Objektabsand u :

$$dP_1^{\text{Rayleigh}} = \frac{3,8317 \cdot \lambda \cdot u}{\pi \cdot D_K} \quad \text{Modell: } dP_1^{\text{Rayleigh}} = 1,54 \mu\text{m} \quad (101)$$

Es ist unabhängig von der Beleuchtungsrichtung und nur von der numerischen Aper-
tur der Optik und der Lichtwellenlänge abhängig.

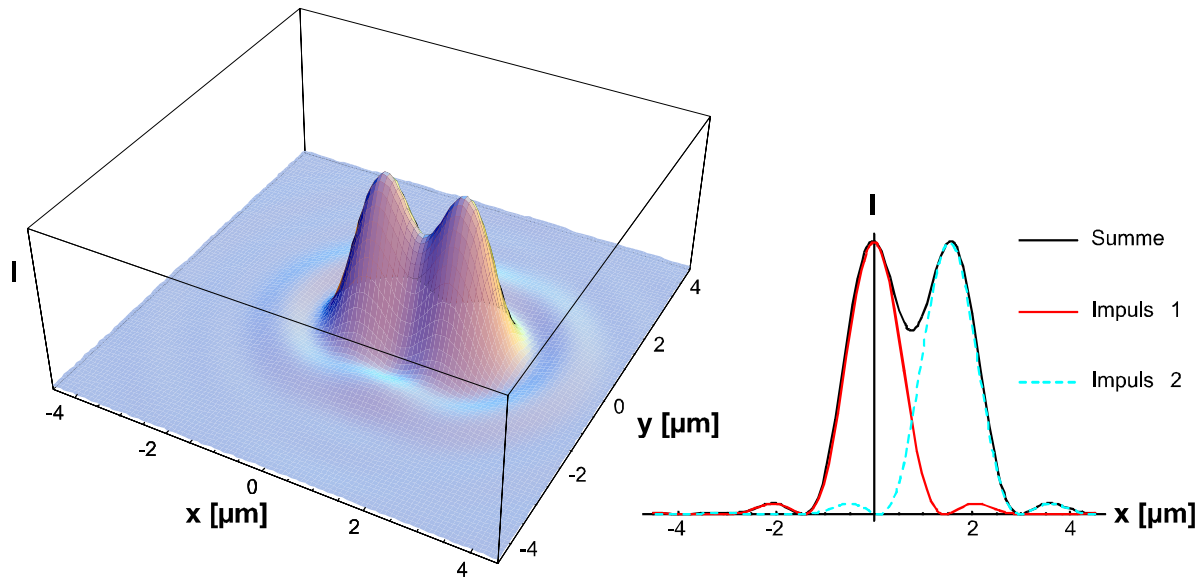


Abb. 98: Inkohärent addierte Impulsantworten im Rayleigh-Abstand dP_1^{Rayleigh}

Die beiden in Abb. 98 dargestellten Impulsantworten sind für den nach dem Rayleigh-Kriterium gerade noch auflösbaren Abstand dP_1^{Rayleigh} dargestellt. Die Funktionen wurden für die Standardparameter des Modells gezeichnet, d.h. die Cassegrain-Blendenform und die schräge Beleuchtung sind in der Impulsantwort berücksichtigt. Der über die vereinfachte Blendengeometrie bestimmte Rayleigh-Abstand ist daher etwas zu groß. Die beiden Impulsantworten erfüllen aber noch annähernd das Rayleigh-Kriterium. Für die Darstellung wurden statt der Bildkoordinaten (Ebene ⑥) die korrespondierenden Gegenstandskoordinaten (Ebene ①) verwendet, so daß man direkt das erzielte Auflösungsvermögen ablesen kann.

Alternativ zum Rayleigh-Kriterium kann auch das Sparrow-Kriterium angewendet werden. Es ist auf die hohe Empfindlichkeit des menschlichen Auges bezüglich geringer Intensitätsunterschiede abgestimmt. Zwei Impulsantworten werden jetzt schon als getrennt angesehen, wenn ihre gemeinsame Intensitätsfunktion entlang ihrer Verbindungslinie ein Minimum besitzt. Der Grenzfall Minimum/kein Minimum ist also durch das Auftreten eines Sattelpunktes bestimmt, d.h. erste und zweite Ableitung sind Null. Da das Sparrow-Kriterium im Gegensatz zum Rayleigh-Kriterium die Gesamtintensitätsverteilung berücksichtigt, erhält man unterschiedliche Resultate für kohärente und inkohärente Beleuchtung.

Für kohärente Beleuchtung mit einfacher Blendengeometrie lässt sich noch ein analytischer Ausdruck für das Sparrow-Kriterium herleiten. Der gesuchte Sattelpunkt der Gesamtintensitätsverteilung kann aus Symmetriegründen nur in der Mitte zwischen den beiden Einzelintensitätsmaxima von P_{A6} und P_{B6} liegen. Für den Fall inkohärenter Beleuchtung genügt es deshalb die Stelle x_{SP} zu finden, an der die zweite Ableitung der Intensitätsverteilung von P_{A6} zu Null wird. Der Sparrow-Abstand in der Bildebene ⑥ ist damit gleich $2 \cdot x_{SP}$ und kann über Gl.(99) in das Sparrow-Auflösungsvermögen $dP_1^{\text{Sparrow inkohärent}}$ in der Gegenstandsebene ① umgerechnet werden. Die vereinfachte Bedingung für die Berechnung von x_{SP} lautet:

$$\frac{\partial}{\partial \alpha_3^A} \tilde{B}(\alpha_3^A, 0) = 0 \Rightarrow \frac{\alpha_3^A}{2} D_K = z \quad \text{mit } z = 1,48779 \quad \text{aus} \quad \frac{\partial}{\partial z^2} \left[\frac{J_1(z)}{z} \right]^2 = 0 \quad (102)$$

Der Wert der Konstanten z wurde wieder numerisch bestimmt. Das Auflösungsvermögen nach Sparrow für die einfache Blendengeometrie unter inkohärenter Beleuchtung lautet:

$$dP_1^{\text{Sparrow inkohärent}} = \frac{2,97558 \cdot \lambda \cdot u}{\pi \cdot D_K} \quad \text{Modell: } dP_1^{\text{Sparrow inkohärent}} = 1,20 \mu\text{m} \quad (103)$$

Analog zu Abb. 98 zeigt Abb. 99 die beiden Impulsantworten im Sparrow-Abstand:

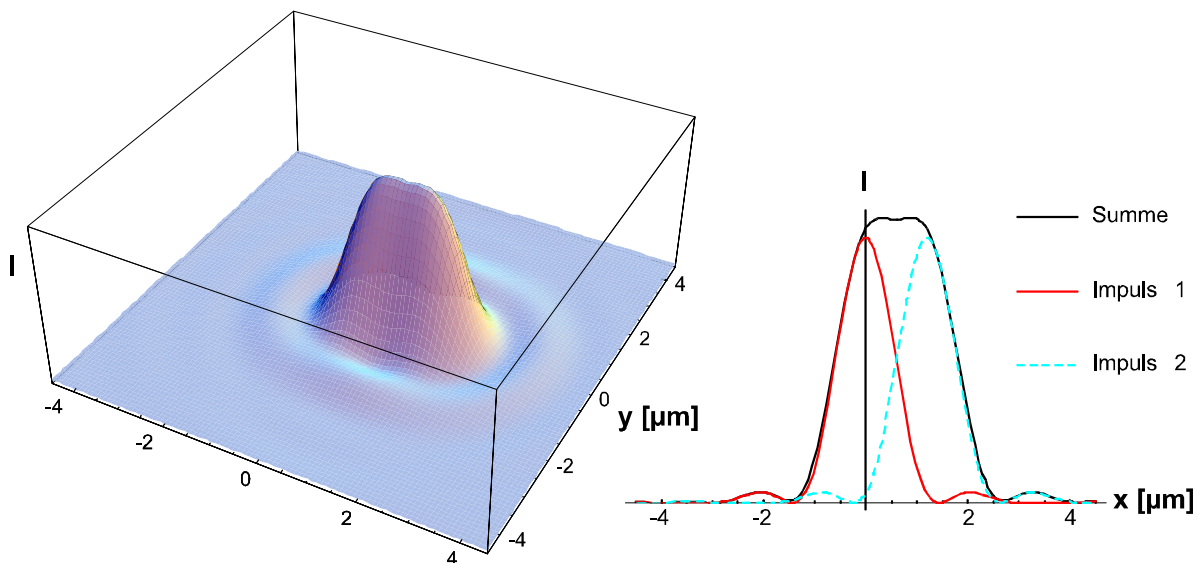


Abb. 99: Inkohärent addierte Impulsantworten im Sparrow-Abstand $dP_1^{\text{Sparrow inkohärent}}$

Bisher wurde nur das Auflösungsvermögen für inkohärente Beleuchtung diskutiert. Bei kohärenter Beleuchtung treten eine Reihe zusätzlicher Effekte auf, da die Impulsantworten für die Intensitätsberechnung (I_{coh}) nun phasenrichtig zu addieren sind:

$$I_{\text{coh}} = \left| \tilde{B}(\alpha_3^A, \beta_3^B)^2 + e^{i \cdot k \cdot l_0 \cdot x_0} \cdot e^{i \cdot \alpha_3^B \cdot x_0} \cdot \tilde{B}(\alpha_3^B, \beta_3^B) \right|^2 \quad (104)$$

Die Auswirkungen der kohärenten Beleuchtung werden anhand von Abb. 100 diskutiert.

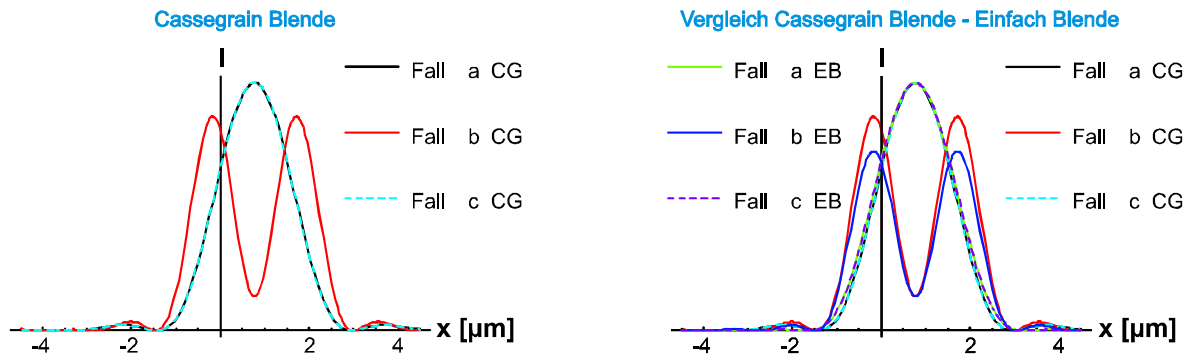


Abb. 100: Kohärent addierte Impulsantworten im Rayleigh-Abstand für die Fälle a) Zentrale Beleuchtung, b) Schräge Beleuchtung in x-Ebene, c) Schräge Beleuchtung in y-Ebene. Die linke Grafik ist für eine Cassegrain-Blende (CG) gerechnet, die Rechte zeigt den Vergleich zu einer Einfach-Blende (EB)

Abb. 100 zeigt kohärent addierte Impulsantworten im Rayleigh-Abstand für drei unterschiedliche Beleuchtungsrichtungen. Die Beleuchtungsrichtung verläuft im Fall a) parallel zur optischen Achse, im Fall b) unter schrägem Einfallswinkel α_{OPT} parallel zur yz-Ebene und im Fall c) unter schrägem Einfallswinkel α_{OPT} parallel zur xz-Ebene. Die linke Grafik ist für eine Cassegrain-Blende gerechnet. Die rechte Grafik ist nur als Ergänzung gedacht und zeigt den Vergleich zwischen einer Einfach-Blende und einer Cassegrain-Blende gleichen Außendurchmessers.

Aus der Zusammenstellung in Abb. 100 ist folgendes abzulesen:

- Das Rayleigh-Kriterium versagt bei kohärenter Beleuchtung, denn in den Fällen a) und c) sind im linken Bild die beiden Impulsantworten nicht aufgelöst. Für kohärente Beleuchtung sollte deshalb das Sparrow-Kriterium angewendet werden.
- Das Auflösungsvermögen parallel zur Beleuchtungsebene (Ebene, die Beleuchtungsrichtung und opt. Achse beinhaltet) ist von der Beleuchtungsrichtung abhängig. Das Auflösungsvermögen senkrecht zur Beleuchtungsebene ist dagegen konstant. Die Fälle a) und c) führen deshalb zum gleichen Resultat.
Für das Verständnis dieser Interpretation ist nur die Winkelstellung zwischen Auflösungsrichtung (definiert über die Verbindungslinie der beiden Deltaimpulse) und der Stellung der Beleuchtungsebene relevant, denn das optische System insgesamt ist rotationssymmetrisch zur optischen Achse. Statt die Auflösungsrichtung relativ zur Beleuchtungsebene zu drehen kann man deshalb wie in den Fällen a), b), c) auch die Beleuchtungsebene relativ zur festgehaltenen Auflösungsrichtung (x-Achse) positionieren.
- Der Vergleich im rechten Teil von Abb. 100 zeigt, daß die Richtungsabhängigkeit des Auflösungsvermögens keine Folge der Cassegrain-Blendenform ist da sie bei einer Einfach-Blende ebenfalls auftritt. Die Richtungsabhängigkeit des Auflösungsvermögens resultiert alleine aus der schrägen Beleuchtung.

Für kohärente Beleuchtung kann das Sparrow-Auflösungsvermögen und seine Winkelabhängigkeit nur numerisch berechnet werden, indem die gemeinsamen Nullstellen der ersten und zweiten Ableitung von Gl. (99) für die Modellparameter (Tabelle 2) berechnet werden. Das Resultat (d^{Sparrow}) für die beiden Fälle b) und c) ist in Abb. 101 über den Radius (R) auf der Aperturblende aufgetragen, der dem Eintrittspunkt

des Beleuchtungslaserstrahl entspricht (eine Auftragung über den Beleuchtungswinkel ist nahezu äquivalent).

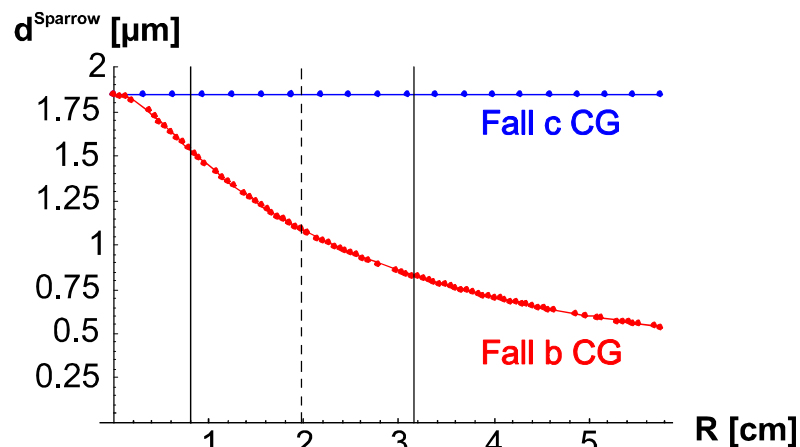


Abb. 101: Richtungsabhängigkeit des Sparrow-Auflösungsvermögens bei kohärenter Beleuchtung für die Fälle b) und c)

Zum Vergleich mit der Geometrie der Cassegrain-Blende sind als vertikale Linien die Radien $D_S/2$ und $D_K/2$ und der als optimal betrachtete Einkoppelradius $D_{OPT}/2$ eingezeichnet. Beleuchtungsradien die kleiner als $D_S/2$ und größer als $D_K/2$ führen zu einer Dunkelfeldbeleuchtung, d. h. das ungebeugte Laserlicht gelangt nicht in die Linse. Das Auflösungsvermögen senkrecht zur Beleuchtungsebene (Fall a CG) ist winkelunabhängig und mit einem Wert von $1,85 \mu\text{m}$ deutlich schlechter als das Auflösungsvermögen für inkohärente Beleuchtung. Für den anderen Fall b CG (Auflösungsvermögen parallel zur Beleuchtungsebene) lässt sich das Auflösungsvermögen durch größere Einkoppelradien verbessern ($1,09 \mu\text{m}$ bei $R = D_{OPT}/2$). Man sollte allerdings berücksichtigen, daß für große Einkoppelradien $R > D_{OPT}/2$ die Amplitude der vom Objekt abgebeugten Lichtwellen, die durch die Blende gelangen können, stark abnimmt. Das bedeutet, daß man ein Bild mit hoher Auflösung erhält aber kleine Strukturen wegen ihrer geringen Lichtintensität nur schwer zu erkennen sind. Die Amplitudenabnahme mit zunehmender Winkelabweichung von der Beleuchtungsrichtung wird in der skalaren Wellentheorie durch die Winkelfaktoren beschrieben. Da diese in erster Näherung als konstant angenommen wurden erhält man bezüglich des Auflösungsvermögens idealisierte Ergebnisse. Für einen Delta Impuls mit „unendlicher“ Intensität hat die beschriebene Intensitätsabnahme ohnehin keine Auswirkung auf die Impulsantwort.

Bezüglich des Auflösungsvermögens und dessen Winkelabhängigkeit stellt die vorgestellte Auswertung der Impulsantworten nur ein stark vereinfachtes Hilfsmittel dar. Für eine realere Einschätzung der Verhältnisse und für die Simulation verschiedener Modellgeometrien sollte die „Wechselwirkung“ möglichst vieler Gegenstandspunkte miteinander betrachtet werden. Die skalare Wellentheorie wurde dazu in ein numerisches Modell umgesetzt.

8.1.4 Modulations Transfer Funktion (MTF)

Im Zusammenhang mit der Impulsantwort eines optischen Systems wird oft der Begriff der Modulations-Transfer-Funktion (MTF) gebraucht. Anstelle der Delta-Impulse des vorherigen Kapitels wird hier die Übertragung einer sinusförmigen Intensitätsmodulation durch ein optisches System ausgewertet. Über die MTF kann man den erzielten Kontrast (und darüber wieder die Auflösung) im Bild beurteilen.

Die sinusförmige Transmissionsverteilung ist durch eine räumliche Frequenz u (gemessen in Periodenanzahl / mm) und die maximalen (T_{MAX}) und minimalen Transmissionen (T_{MIN}) charakterisiert, so daß man einen Kontrastmodulationsgrad M_C definieren kann:

$$M_C = \frac{T_{\text{MAX}} - T_{\text{MIN}}}{T_{\text{MAX}} + T_{\text{MIN}}} \quad (105)$$

Im aufgenommenen Bild des Testobjekts sieht man eine dem Testobjekt entsprechende Helligkeitsverteilung, deren Modulationsgrad M_I analog über die Maximal- I_{MAX} und Minimalintensitäten I_{MIN} gegeben ist:

$$M_I = \frac{I_{\text{MAX}} - I_{\text{MIN}}}{I_{\text{MAX}} + I_{\text{MIN}}} \quad (106)$$

Die Modulations-Transfer-Funktion (MTF) für eine räumliche Frequenz u ist damit über Gl. (107) festgelegt.

$$\text{MTF}(u) = \frac{M_I}{M_C} \quad (107)$$

Häufig wird zur Bestimmung der MTF ein Testgitter aus äquidistanten Linienpaaren mit maximalem Modulationsgrad $M_C=1$ verwendet. Diese Lösung ist nicht ideal, denn man erzeugt damit eine nahezu rechteckförmige Intensitätsmodulation, die im Fourier-Bild neben der durch die Linienpaardichte gegebenen Grundfrequenz u auch noch einen ausgeprägten Anteil harmonischer Oberwellen besitzt. Bei der Lichtstreuung ist daher ca. 20% der gestreuten Lichtintensität nicht mit u sondern im Frequenzbereich $\geq 3 u$ moduliert.

Eine Teststruktur gilt als aufgelöst, solange die MTF größer als etwa 3% ist. Dies entspricht der Fähigkeit des menschlichen Auges geringe Kontrastunterschiede zu unterscheiden.

8.1.5 Numerische Umsetzung der skalaren Wellentheorie

Für die numerische Umsetzung der skalaren Wellentheorie werden Gegenstand (\mathbf{f}), Blende (\mathbf{B}), Zwischenbild (ψ_{P_4}), und Ergebnisbild (ψ_{P_5}) in äquidistanten Schritten abgetastet und in quadratischen Matrizen mit $N \times N$ Punkten abgelegt. Da die numerische Fragestellung mit dem Computer Algebra System Mathematika umgesetzt wurde, werden im Folgenden Matrixindizes a entsprechend einer x -Richtung und b entsprechend einer y -Richtung verwendet für die gilt:

$$a, b \in [1, 2, \dots, N] \quad (108)$$

In diesem Kapitel soll speziell gezeigt werden wie

- die Integrale der Transformationen I und II zu konfigurieren sind, damit sie über einen standardisierten Fast-Fourier-Transformations-Algorithmus (FFT) berechnet werden können,
- die Koordinatensysteme für die Abtastung in den einzelnen Betrachtungsebenen zu wählen sind.

Die Umsetzung der beiden Transformationen über numerische FFT ist für die Gesamtrechenzeit von entscheidender Bedeutung. Bei einer eindimensionalen FFT müssen für N Abtastwerte (N sei eine Potenz von 2) nur z_{FFT} gegenüber z_N Rechenoperationen durchgeführt werden. Für den zweidimensionalen Fall sind die Ergebnisse noch zu quadrieren:

$$\begin{aligned} 1\text{D} : z_{\text{FFT}} &= \frac{1}{2} N \log_2 N & 2\text{D} : z_{\text{FFT}}^2 &= \frac{1}{4} N^2 (\log_2 N)^2 \\ 1\text{D} : z_N &= N^2 & 2\text{D} : z_N^2 &= N^4 \end{aligned} \quad (109)$$

Nimmt man an, daß ein Rechner im Schnitt bei 1GHz Taktrate 10^9 Rechenoperationen pro Sekunde durchführt (idealisierte Annahme: 1 Takt = 1 Rechenoperation) so ergibt sich folgendes Zahlenbeispiel:

N x N = 512 x 512	mit FFT	ohne FFT
Rechenoperationen	5,31E6	6,87E10
Rechenzeit	5,3 Millisekunden	69 Sekunden
N x N = 1024 x 1024		
Rechenoperationen	26,21E6	1,10E12
Rechenzeit	26,21 Millisekunden	18,3 Minuten

Da insgesamt zwei Transformationen durchzuführen sind verdoppeln sich die Rechenzeiten entsprechend.

8.1.5.1 Anwendung der schnellen Fourier-Transformation (FFT)

Ein standardisierter, mittlerweile für jedermann zugänglicher FFT Algorithmus soll zur Lösung eines analytisch vorgegebenen Fourier-Integrals über die Funktion $f(t)$

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot e^{-i \cdot \omega \cdot t} dt \Leftrightarrow f(t) \xrightarrow{\text{FFT}} F(\omega) \quad (110)$$

verwendet werden. Dazu wird das Integral in eine Summe umgeschrieben, d.h. $f(t)$ und $F(\omega)$ werden an N Stützstellen abgetastet indem man t und ω diskretisiert:

$$F(\omega_b) = \sum_{a=1}^N f(t_a) \cdot e^{-i \frac{2\pi}{N} (a-1)(b-1)} \quad t_a = a \cdot s \quad \omega_b = b \cdot \tilde{s} \quad \text{mit} \quad \tilde{s} = \frac{2\pi}{N \cdot s} \quad (111)$$

$$F_b = \text{Fourier}(f(t_a))_b$$

Die Summe in Gl. (111) wird in Mathematika durch die Funktion „Fourier“ berechnet, wobei im Argument natürlich alle $f(t_a)$ Zahlenwerte gleichzeitig übergeben werden

müssen. Um die Mathematika Funktion an die Fourier-Definition in Gl. (110) anzupassen wird die Option „FourierParameters->{1,-1}“ gesetzt.

Die Funktion f wird numerisch nur in einem endlichen Bereich $[0..N \cdot s]$ abgetastet. Das bedeutet, daß Gl. (111) nur einen Spezialfall von Gl. (110) darstellt, denn im Allgemeinen kann der Hauptbeitrag von f zur Gesamtsumme in einem ganz anderen Bereich von t liegen. Die gleiche Argumentation trifft für die berechneten Frequenzen ω_b zu, die bei der Standard-FFT Lösung im Bereich $[0, N \cdot \tilde{s}]$ liegen. Zu beachten ist auch die Verkopplung zwischen den Abtast-Schrittweiten s im Gegenstands- und \tilde{s} im Bildbereich.

Um die FFT den Abtastbereichen anzupassen ist eine Koordinatentransformation (Verschiebung) nötig. Die Fourier-Theorie liefert über die Verschiebungssatz für den Gegenstands- und Bildbereich die dazu benötigten Rechenvorschriften (hier erweitert auf den 2D Fall).

$$\begin{array}{ll} \text{Gegenstandsbereich:} & f(x-x_0, y-y_0) \xrightarrow{\text{FFT}} e^{-i(u \cdot x_0 + v \cdot y_0)} F(u, v) \\ \text{Bildbereich:} & e^{i(u_0 \cdot x + v_0 \cdot y)} f(x, y) \xrightarrow{\text{FFT}} F(u-u_0, v-v_0) \end{array} \quad (112)$$

Die Verschiebungsvektoren (x_0, y_0) bzw. (u_0, v_0) ergeben sich im allgemeinen aus der Problemstellung bzw. dem Bereich wo Gegenstands bzw. Bildfunktion einen von 0 verschiedenen Beitrag liefern.

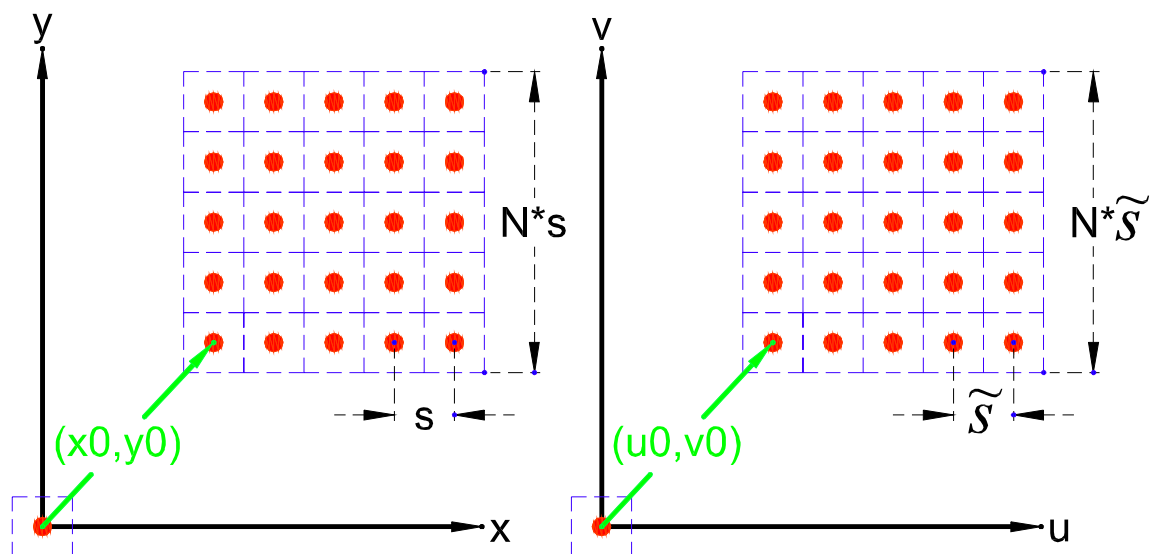


Abb. 102: Koordinatentransformation der FFT für Gegenstands- und Bildbereich

Gleichung (112) zeigt, daß für eine Verschiebung im Bildbereich die abgetasteten Funktionswerte f vor der FFT mit einem positionsabhängigen Phasenfaktor zu multiplizieren sind. Bei einer Verschiebung im Gegenstandsbereich kann diese Operation nach der FFT durchgeführt werden. Für den 2D Fall erhält man also insgesamt:

$$\begin{array}{ll} \text{Integral:} & F(u, v) = \iint f(x, y) e^{-i(u \cdot x + v \cdot y)} dx \cdot dy \\ \text{Abtastung:} & \begin{pmatrix} x_a \\ y_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a-1 \\ b-1 \end{pmatrix} \cdot s \quad \begin{pmatrix} u_a \\ v_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a-1 \\ b-1 \end{pmatrix} \cdot \tilde{s} \quad \tilde{s} = \frac{2\pi}{N \cdot s} \\ \text{FFT} & F_{u,v} = e^{-i(u_a x_0 + v_b y_0)} \cdot \text{Fourier}(f(x_a, y_b) \cdot e^{i(u_0 x_a + v_0 y_b)})_{u,v} \end{array} \quad (113)$$

Da man bei den Transformationen I und II jeweils nur die Zentren der Abtastbereiche (x_z, y_z) bzw. (u_z, v_z) kennt, müssen die Verschiebungsvektoren aus der Größe der Abtastbereiche $N \cdot s$ bzw. $N \cdot \tilde{s}$ bestimmt werden:

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_z \\ y_z \end{pmatrix} - s \frac{N-1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_z \\ v_z \end{pmatrix} - \tilde{s} \frac{N-1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (114)$$

Zusammenfassend läßt sich also feststellen, daß die numerische Berechnung eines Fourier-Integrals über Gl. (113), die Angabe der Abtastkoordinaten und der Verschiebungsvektoren (Gl. (114)) erfordert . Für die Transformationen I und II sind diese Information in den beiden nachfolgenden Kapiteln zusammengestellt.

8.1.5.2 Transformation I

Bei der Abtastung des Gegenstandes $f(x_1, y_1)$ darf die Schrittweite (s_1) nach dem Nyquist Theorem höchstens halb so groß wie die zu erzielende Auflösung sein. Ein großer Gegenstand erfordert also bei gleicher Auflösung mehr Diskretisierungspunkte N als ein kleiner Gegenstand.

$\Psi_{a,b}$ von Transformation I ist nach Gl. (15) über eine Fourier-Transformation von einem zentrierten Gegenstandsbereich in einen zentrierten Bildbereich gegeben.

Für den Gegenstandsbereich ist die zentrierte Lage eine Folge der Modellannahme eines um die optische Achse zentrierten Systems. Für den Bildbereich muß man sich daran erinnern, daß das Beugungsmuster in der Brennebene ④ (Abb. 14) um die Beleuchtungsrichtung (l_0, m_0) zentriert ist. Das bedeutet, daß die betrachteten Beugungsrichtungen ebenfalls zentriert um l_0, m_0 zu diskretisieren sind. Die Substitutionsvariablen α und β sind folglich um den Ursprung ihres Koordinatensystems zentriert.

Die in Kap. 8.1.5.1 geforderten Abtastkoordinaten und Verschiebungsvektoren lauten für die Fourier-Transformation nach Gl. (15) deshalb:

$$\begin{aligned} \text{Gegenstandsbereich: } \begin{pmatrix} x_{1a} \\ y_{1b} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} a - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \\ b - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \end{pmatrix} \cdot s_1 \\ \text{Bildbereich (Substitution): } \begin{pmatrix} \alpha_a \\ \beta_b \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} a - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \\ b - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \end{pmatrix} \cdot \tilde{s}_4 & \tilde{s}_4 &= \frac{2\pi}{N \cdot s_1} \\ \text{Bildbereich: } \begin{pmatrix} x_{4a} \\ y_{4b} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} a - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \\ b - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \end{pmatrix} \cdot s_4 + f \cdot \begin{pmatrix} l_0 \\ m_0 \end{pmatrix} & s_4 &= \frac{f}{k} \tilde{s}_4 \\ \text{Verschiebung Gegenstand: } \begin{pmatrix} x_{10} \\ y_{10} \end{pmatrix} &= -s_1 \frac{N-1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \\ \text{Verschiebung Bild: } \begin{pmatrix} x_{40} \\ y_{40} \end{pmatrix} &= -\tilde{s}_4 \frac{N-1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (115)$$

Bei der Transformation I wird, wie in Kap. 4.1.5 beschrieben, die Geometrie einer Blende B berücksichtigt. Die Abtastung der Blendengeometrie (bei Vernachlässigung von x_1 und y_1) ergibt sich mit Gl. (20) direkt aus der Diskretisierung von α und β in Gl. (115):

$$\begin{pmatrix} x3_a \\ y3_b \end{pmatrix} = u \cdot \begin{pmatrix} l_0 \\ m_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \\ b - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \end{pmatrix} \cdot s_B \quad s_B = \frac{u}{k} \cdot \frac{2\pi}{N \cdot s_1} \quad (116)$$

8.1.5.3 Transformation II

Die Ergebnisse des Bildbereichs von Transformation I ($\Psi P4_{a,b}$) sind gleichzeitig die Eingangsgrößen für den Gegenstandsbereich von Transformation II. Sie sind um den Punkt A_f (siehe Gl. (15) bzw. (115)) in der Ebene ④ (Abb. 14) zentriert. Das Zentrum des Bildbereiches kann bei Transformation II frei gewählt werden. Da die Betrachtungsebene ⑤ aber nahe der Bildebene ⑥ liegen soll, ist es sinnvoll das Zentrum auf die optische Achse zu legen um den Bereich der Bildentstehung zu erfassen. Die Radialnäherung von Gl. (16) ist außerdem auf diese Geometrie ausgelegt.

Für die Berechnung von $\Psi P5_{a,b}$ über die Transformation II nach Gl. (19) lauten die in Kap. 8.1.5.1 geforderten Abtastkoordinaten und Verschiebungsvektoren :

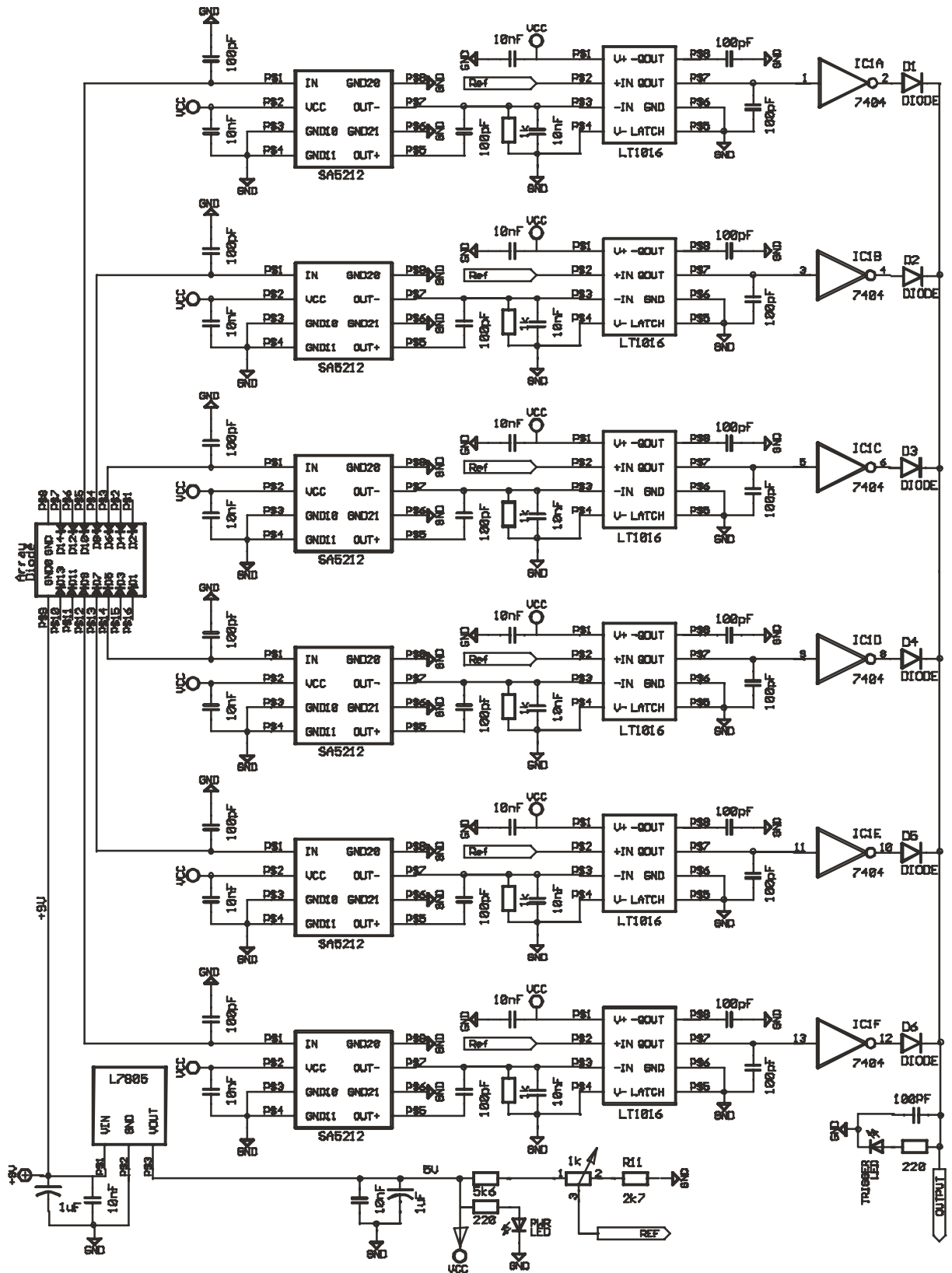
$$\begin{aligned} \text{Bildbereich (Substitution):} \quad \begin{pmatrix} u_a \\ v_b \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} a - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \\ b - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \end{pmatrix} \cdot \tilde{s}_5 \quad \tilde{s}_5 = \frac{2\pi}{N \cdot s_4} \\ \text{Bildbereich:} \quad \begin{pmatrix} x5_a \\ y5_b \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} a - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \\ b - \frac{1}{2} - \frac{N}{2} \end{pmatrix} \cdot s_5 \quad s_5 = \frac{k}{r} \cdot \tilde{s}_5 \\ \text{Verschiebung Gegenstand:} \quad \begin{pmatrix} x4_0 \\ y4_0 \end{pmatrix} &= f \begin{pmatrix} l_0 \\ m_0 \end{pmatrix} - s_4 \frac{N-1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \\ \text{Verschiebung Bild:} \quad \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} &= -\tilde{s}_5 \frac{N-1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (117)$$

In Gl. (117) wurden die Abtastkoordinaten für den Gegenstandsbereich nicht mehr explizit aufgeführt, da sie dem Bildbereich in Gl. (115) entsprechen.

Wenn man, wie in Kap. 4.1.7 beschrieben, das Bildresultat für die Beleuchtung aus zwei unterschiedlichen Richtungen bestimmen will, sollte die Abtastweite s_5 für beide Beleuchtungsrichtungen gleich groß sein. Ansonsten können Fehler beim phasenrichtigen Aufaddieren der beiden Ergebnisbilder entstehen.

Wie man an Gl. (117) erkennen kann, ist s_5 nicht unabhängig von der Beleuchtungsrichtung, denn der Verbindungsvektor r ist von der Lage des jeweiligen Beugungsbildzentrums abhängig. Bei Beleuchtungsrichtungen, deren Beugungsbildzentren gleichen radialen Abstand von der optischen Achse aufweisen, sind die s_5 Schrittweiten identisch. In allen anderen Fällen sollten unterschiedliche Abtastschrittweiten s_1 gewählt werden um s_5 anzupassen.

8.2 Schaltplan des Triggers



9 Verzeichnisse

9.1 Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Klassifizierung der Lichtstreuung durch den Mie-Parameter	6
Tabelle 2: Modellparameter	16
Tabelle 3: Modellparameter zur Abschätzung der Partikeldichte im Plasma	37
Tabelle 4: Verwendete Abbildungsmaßstäbe für einen PSI-Versuchsaufbau mit Questar QM100 Fernmikroskopieobjektiv	42
Tabelle 5: Auflösungsgrenzen der 4Picos Kamera	47
Tabelle 6: Tiefenschärfeabschätzung für das QM100 Mikroskop	52
Tabelle 7: Tiefenmaßstab und Laserschnittwinkel	53
Tabelle 8: Signalgrößenvergleich für drei verschiedene Auswertestrategien	67
Tabelle 9: Auslegungskriterien für die Wahl eines Spannungsverstärkers	73
Tabelle 10: Sonet Einteilung; STS = Synchronous Transport Signal, OC = Optical Carrier	74
Tabelle 11: Vergleich des eingesetzten Transimpedanzverstärkers mit einem empfindlicheren und schnelleren Modell von Infinion	74
Tabelle 12: Bandbreite des SA5212A in abh. von den Eingangskapazitäten	74
Tabelle 13: Versuchsbedingungen für die Pulveraufnahmen	76
Tabelle 14: Spritzparameter für die Versuche im Plasma	83
Tabelle 15: Vergleich der PSI-Geometrie mit einem Standard LDA-Aufbau	87

9.2 Abbildungsverzeichnis

Abb. 1: Schema eines Einkathodenplasmabrenners	3
Abb. 2: Funktionsprinzip der Laserbeugung	5
Abb. 3: Lichtstreuverhalten in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser d_p	7
Abb. 4: Prinzip der Photonenkorrelationsspektroskopie	7
Abb. 5: Dynamik der Streulichtintensität eines Speckles	8
Abb. 6: Intensitätsautokorrelationsfunktion eines Speckles	8
Abb. 7: Prinzip der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)	9
Abb. 8: Prinzip der Particle-Image-Velocimetry (PIV)	10
Abb. 9: Prinzip des DPV-2000 Meßverfahrens (Firma Tecnar)	11
Abb. 10: Prinzip des Particle-Flux-Imaging (PFI) Meßverfahrens (Zierhut Meßtechnik GmbH)	12
Abb. 11: Modellgeometrie zur Simulation eines Cassegrain-Fernmikroskops	14
Abb. 12: Optimaler Einkoppelwinkel der Laserstrahlen α_{OPT}	15
Abb. 13: Geometrie für die Berechnung des Beugungsintegrals	17
Abb. 14: Beleuchtungsprinzip mit Verlauf der Beleuchtungsstrahlen S1 und S2	18
Abb. 15: Beugungsprinzip anhand von drei ausgezeichneten Lichtstrahlen a, b, c	19
Abb. 16: Beleuchtung mit gaußförmiger Intensitätsverteilung	26
Abb. 17: Gaußprofil mit Durchmessern bei halber (W_H) und $1/e^2$ -facher (W_L) Maximalintensität	27
Abb. 18: REM Aufnahmen eines gebrochenen Al_2O_3 Pulvers vor und nach der Behandlung in einer Plasmaflamme. Quelle: RWTH Aachen, Institut für Werkstoffwissenschaften	29
Abb. 19: Approximation der Umrißkonturen unterschiedlichster geometrischer Figuren durch flächentreue Ellipsen	29
Abb. 20: Prinzip des Meßverfahrens	34

Abb. 21: Verfahrenstest: Schattenbilder einer Stecknadelspitze	35
Abb. 22: Schema zur Abschätzung der Partikeldichte im Plasma	37
Abb. 23: Particle Shape Imaging (PSI) Versuchsaufbau	38
Abb. 24: Abbildungsmaßstäbe bei Particle Shape Imaging (PSI).....	41
Abb. 25: Abstimmung der kamerainternen Abbildung auf die MCP und CCD Geometrie.....	42
Abb. 26: LDA-Interferenzstreifenmuster zur Bestimmung von Abbildungsmaßstab und Axialkoordinate der Partikel.....	43
Abb. 27: Einblenden des LDA-Interferenzstreifenmusters zur Maßstabsbestimmung	44
Abb. 28: Untersuchung des Auflösungsvermögens für QM1 und QM100 Mikroskope anhand einer Foucault'schen Testplatte.....	45
Abb. 29: Modulations-Transfer-Funktion (MTF) der 4Picos Kamera (Quelle: Stanford Computer Optics).....	47
Abb. 30: Simulierte Abbildung einer gaußförmig (Laserstrahldurchmesser 1125µm), entsprechend der PSI-Technik, beleuchteten Foucault'schen Testplatte bei Verwendung eines Questar QM100 Mikroskops	48
Abb. 31: Größenvergleich verschiedener Testpartikel.....	49
Abb. 32: Gesichtsfeld des Questar QM 100 Mikroskops (Herstellerangabe)	50
Abb. 33: Tiefenschärfebereich (a_H - a_V) einer Linse mit Aperturdurchmesser D und Brennweite f für eine tolerierte Unschärfe $D\epsilon$	51
Abb. 34: Bildauswertung eines 100µm Testpartikels, das in unterschiedlichen Abständen von der Gegenstandsebene positioniert und photographiert wurde.....	52
Abb. 35: Bewertung der Form- und Größenerkennung in Abhängigkeit vom Abstand zur Gegenstandsebene	53
Abb. 36: Dunkelfeldaufnahmen einer Foucault'schen Testplatte (links oben) und von Pulverpartikeln (rechts oben) bei 42ns Belichtungszeit. Die zugehörigen Computersimulationen sind in den unteren beiden Bildern dargestellt.	55
Abb. 37: PIV Aufnahme (Quelle: Universität Dortmund, Lehrstuhl für Werkstofftechnologie) mit eingezeichneten Konturen für Grauwertschwellen 190 und 70	56
Abb. 38: Störung der Bildqualität durch ein ringförmiges Interferenzmuster	58
Abb. 39: Gemessene Radien der Haidinger'schen Ringe im Vergleich zur Theorie..	59
Abb. 40: Intensitätsverteilung einer MCP-Kamera-Aufnahme einer homogen ausgeleuchteten Fläche	60
Abb. 41: Intensitätsvergleich der Halbbilder einer getriggerten Bildfolge	61
Abb. 42: Schlierenaufnahme einer Standard F4-Düse bei Atmosphärendruck. Plasmaparameter: 45 SLPM Ar, 17 kW. Quelle: DLR-Institut Stuttgart für Technische Thermodynamik	62
Abb. 43: Strahlablenkung in einem inhomogenen Medium	63
Abb. 44: Simulierte Abbildungs- und Beleuchtungsstörungen im Vergleich zu realen Schliereffekten.....	63
Abb. 45: Strategien für eine Detektion von Intensitätsänderungen im PSI- Zwischenbild.....	66
Abb. 46: Detailvergrößerung des Triggeraufbaus (rote Elemente).....	67
Abb. 47: Lichtauskopplung vor der Kamera für den Trigger	68
Abb. 48: Geschwindigkeitsauslegung über den photosensitiven Triggerstreifenbereich.....	69

Abb. 49: Oszilloskop-Darstellung der Trigger-Ansprechzeit	70
Abb. 50: x-t Diagramm zur Veranschaulichung der Geschwindigkeitsselektionsgrenzen	71
Abb. 51: Grundprinzip der Triggerelektronik	72
Abb. 52: Kapazität des Photodiodenarrays als Funktion der angelegten Sperrspannung	73
Abb. 53: Foto der Triggerschaltung	75
Abb. 54: Vergleich getriggelter und ungetriggelter Pulverpartikelaufnahmen	77
Abb. 55: Getriggerte Aufnahmen unter Zweifach- und Dreifachbelichtung	78
Abb. 56: Elektronen-Mikroskop Aufnahme von sphäroidisierten Zirkoniumoxid Pulverpartikeln. Quelle: Universität Dortmund, Lehrstuhl für Werkstofftechnologie	79
Abb. 57: Engfraktionierte Pulverproben als Ergebnis eines Siebprozesses	80
Abb. 58: PSI Größen- und Formanalyse für durch einen Siebprozeß fraktionierte Pulverproben	80
Abb. 59: Mikroskopaufnahmen der analysierten Pulverproben	82
Abb. 60: Getriggerte Aufnahmen von Al_2O_3 - TiO_2 Pulverpartikel im Plasmaspritzstrahl	83
Abb. 61: LDA-Burst und seine frequenzmäßige Trennung in einen niederfrequenten (Pedestal) und einen hochfrequenten Anteil (Doppler Signal).	87
Abb. 62: Vergleich der Streulichtleistung für Partikel mit $1\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ und $100\mu\text{m}$ Durchmesser	88
Abb. 63: Geometrisches Meßvolumen der LDA	89
Abb. 64: Abhängigkeit der Streulichtleistung vom Partikeldurchmesser	90
Abb. 65: Abhängigkeit des Modulationsgrades vom Partikeldurchmesser	90
Abb. 66: Modulationsgrad für Vorwärtsstreuung nach Farmer	91
Abb. 67: Modulationsgrad als Funktion des Streuwinkels	92
Abb. 68: Oszilloskop-Aufnahme eines für die PSI Geometrie typischen Doppler- Bursts mit zugehörigem Frequenzspektrum	93
Abb. 69: Partikelgeschwindigkeiten als Funktion des Trägergasflusses	93
Abb. 70: Geschwindigkeitsgradienten im Plasmaspritzstrahl (Parameter: Plasmagaszusammensetzung)	94
Abb. 71: Kamerabild von Zirkonoxid-Pulverpartikeln	96
Abb. 72: Hintergrundbild zur Bildkorrektur	97
Abb. 73: Restauriertes Bild	97
Abb. 74: Histogramme des originalen Kamerabildes und des restaurierten Bildes im Vergleich	98
Abb. 75: Konturen der Voll- und Teilschattenbereiche	98
Abb. 76: Ellipsennäherung der gefundenen Konturen	99
Abb. 77: Berechnete Umrisse der einzelnen Partikel in Ellipsennäherung	99
Abb. 78: Ergebnis der Bildauswertung	100
Abb. 79: Kombinierte Darstellung aus Histogramm und kumulierter Häufigkeit	101
Abb. 80: Ebenenschnitt dargestellt als 3D-Oberfläche oder Contour-Plot	102
Abb. 81: 3D-Iso-Flächendarstellung	102
Abb. 82: Berechnete %-fraktilen Verteilung aus den Partikelraten einer Querebene	103
Abb. 83: Berechnete %-fraktilen Verteilung aus den Partikelraten einer Längsebene	104
Abb. 84: Bildintensität I_B und Homogenität H als Funktion des Aufweitungsverhältnisses A_L	107

Abb. 85: Beschreibungsmodell für einen TEM ₀₀ Laserstrahl mit Strahltaille w_0 und Divergenz θ	108
Abb. 86: Abbildungsgleichung für die Strahltaillen Gaußscher Laserstrahlen mit Rayleigh-Abstand als Parameter	111
Abb. 87: Abbildungsmaßstab M für die Strahltaillen Gaußscher Laserstrahlen mit Rayleigh-Abstand als Parameter	112
Abb. 88: Prinzip der Strahlaufweitung nach Kepler und Galilei. Die beiden Linsen sind jeweils konfokal zueinander angeordnet.	113
Abb. 89: Abhängigkeit des Laserstrahldurchmessers von der Lage einer Strahltaille bei Verwendung einer idealen/unkorrigierten 4-fach Strahlaufweitung für einen Compass /Verdi Laser. Im Vergleich dazu sind die natürlichen Strahlaufweitungen der Laser dargestellt.	115
Abb. 90: Abstand und Durchmesser der Strahltaille in Abhängigkeit von der Auslenkung z der 2. Linse für den Compass Laser.	116
Abb. 91: Beleuchtungsstrahlengang bei konvergenter (①) und paralleler (②) Beleuchtung im Vergleich zum Strahlverlauf des unter maximalem Winkel gebeugten Streulichts unter paralleler Beleuchtung.	117
Abb. 92: Vergleich des Laserstrahlengangs mit der geometrischen Abbildung eines Objekts.....	118
Abb. 93: Fall a) : Abstand der bildseitigen Strahltaille von der Brennebene sowie beleuchtungs- und bildseitige Divergenz jeweils als Funktion der gegenstandsseitigen Strahltaillenposition.....	120
Abb. 94: Fall b) : Abstand der bildseitigen Strahltaille von der Brennebene sowie beleuchtungs- und bildseitige Divergenz jeweils als Funktion der gegenstandsseitigen Strahltaillenposition.....	121
Abb. 95: Abhängigkeit des Durchmessers von der Lage einer Strahltaille für verschiedene Strahlaufweitungsfaktoren M.....	122
Abb. 96: Zieldurchmesser D_G als Funktion des Abstandes der Strahltaille vom Sollabstand (Gegenstandsebene des Fernmikroskopieobjektivs)	123
Abb. 97: Anpassung von Strahlaufweitungsfaktor und Strahltaillenposition für festgelegten Arbeitsabstand L_{SOLL} und Zieldurchmesser D_{ZIEL}	124
Abb. 98: Inkohärent addierte Impulsantworten im Rayleigh-Abstand $dP_1^{Rayleigh}$	128
Abb. 99: Inkohärent addierte Impulsantworten im Sparrow-Abstand $dP_1^{Sparrow}$ inkohärent	129
Abb. 100: Kohärent addierte Impulsantworten im Rayleigh-Abstand für die Fälle a) Zentrale Beleuchtung, b) Schräge Beleuchtung in x-Ebene, c) Schräge Beleuchtung in y-Ebene. Die linke Grafik ist für eine Cassegrain-Blende (CG) gerechnet, die Rechte zeigt den Vergleich zu einer Einfach-Blende (EB)	130
Abb. 101: Richtungsabhängigkeit des Sparrow-Auflösungsvermögens bei kohärenter Beleuchtung für die Fälle b) und c).....	131
Abb. 102: Koordinatentransformation der FFT für Gegenstands- und Bildbereich ..	134

9.3 Literaturverzeichnis

1. Fr.-W. Bach, R. Henne, K. Landes, E. Lugscheider, Prozeßdiagnostik an thermischen Beschichtungsverfahren-eine DFG-geförderte Forschungsgruppe stellt sich vor, 2nd United Thermal Spray Conference & Exposition, 750-755, Düsseldorf, Deutschland, 1999
2. Gemeinschaft Thermisches Spritzen e. V.,
URL: <http://www.gts-ev.de/ts-info.htm>
3. A. W. Koch, Plasma deposition: Processes and diagnostics. Invited lecture, Workshop on Plasma Technology and Applications in the Framework of the Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases ICPIG 20, Castelvechio Pascoli, Barga, S. 823-824
4. Dr.-Ing. Alex, Wulf: „Krümelkunde“ (Skriptum), (Stand 1. April 2002)
URL: <http://www.ciw.uni-karlsruhe.de/mvm/bib/skripten/kruemelkunde.pdf>,
URL: <http://www.ciw.uni-karlsruhe.de/mvm/personen/alex.html>
5. Ajit Jillavenkatesa, Stanley J. Dapkunas, Lin-Sien H. Lum, Particle Size Characterization, National Institute of Standards (NIST) Recommended Practice Guide, Special Publication 960-1,
URL: http://www.msel.nist.gov/practiceguides/SP960_1.pdf
6. Retsch Technology GmbH,
URL: <http://www.retsch-technology.de/deutsch/pr1.html>
7. Retsch Technology GmbH,
URL: <http://www.retsch-technology.de/deutsch/pr2.html>
8. Malvern Instruments GmbH,
URL: <http://www.malvern.co.uk/Laboratory/master.htm>
9. Compagnie Industrielle des Lasers (CILAS),
URL: <http://www.cilas.com/anglais3/html/angranul/range/f920.htm>
10. M. H. Pahl, G. Schädel, H. Rumpf, Zusammenstellung von Teilchenformbeschreibungsmethoden, Aufbereitungs-Technik 14 (1973) 5, S. 10-11
11. G. Mie, Beiträge zur Optik trüber Medien, spezielle kolloidale Metallösungen, Annalen der Physik, 25, 1908, S. 377-452
12. I.N. McCave, R.J. Bryant, H.F. Cook, C.A. Coughanowr, (1986), Evaluation of a laser diffraction size analyser for use with natural sediments, Journal of Sedimentary Petrology, Nr. 56, S. 561-564, (Malvern Instruments' Laser Sizer)
13. J. Cornillaut, Particle size analyser, Applied Optics, 11, S. 265-268, 1972 (CILAS Granulometer)
14. L.R. Cooper, R.L. Haverland, D.M. Hendricks, W.G. Knisel, , Microtrac particle-size analysis: an alternative particel size determination method for sediment and soils, Soil Science, Nr. 138, S. 138-146, 1984
15. J.C. Thomas, J. Colloid & Interf Sci, Nr. 117, 187, 1987
16. B. Chu, Laser Light Scattering, 2nd Edition, Academic Press, 1991
17. W. Mayr, Bestimmung der lokalen Geschwindigkeits- und Größenverteilungen von Partikeln im Plasmastrahl mittels Laser-Doppler-Anemometrie, Dissertation Universität der Bundeswehr München, 1983

18. A. Reusch, Die Entwicklung eines Laser-Doppler-Meßsystems und seine Anwendung bei Verfahren des thermischen Beschichtens, Dissertation Universität der Bundeswehr München, 1995
19. A. Reusch, H. Voggenreiter, H. Huber, W. Mayr, Mobile Messung von Partikeleigenschaften beim Thermischen Spritzen durch Laser Doppler Anemometrie, Metall Bd. 49, Nr. 1, S. 38-44, 1995
20. W. Mayr, K.D. Landes, A. Reusch, S. Beyer, H. Huber, H. Voggenreiter, Praktische Erfahrungen mit dem Einsatz eines mobilen automatisierten Laser-Doppler-Meßsystems beim HP/HVOF-Verfahren, Proceedings of the Thermal Spray Conference TS 96, Essen, 1996
21. Firma Dantec,
URL: <http://www.dantecmt.com/Info/Posters/Index.html>
22. F. Durst, A. Melling, J. Whitelaw, *„Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie“*, G. Braun-Verlag, Karlsruhe, 1987
23. J. Wiedemann, *„Laser-Doppler-Anemometrie“*, Springer-Verlag, 1984
24. U. Fritsching, T. Wriedt, K. Bauckhage, Application of PDA in Difficult Process Environment, 1st French-German Seminar: Research on Liquid Rocket Propulsion - Combustion Phenomena Studies, Strasburg, 27. - 28. März 1995, proceedings C-3
25. M. Mitschke, T. Wriedt, K. Bauckage, Standard PDA for measuring the size of inhomogeneous droplets, Meas. Sci. Technol., Nr. 9, S. 197-209, 1998
26. R. Zeller, J. Domnick, E. Schubert, H.W. Bergmann, Simultaneous Measurement of Particle Size Distribution and Velocity using PDA (Phase Doppler Anemometrie), Proceedings of the 3rd Thermal Plasma Processes, Aachen, 1994
27. S. Malmberg, K. Leung, J. Heberlein, E. Pfender, Particle Trajectory Control for DC Plasma Spraying, Proceedings of ITSC 95, Kobe, 1995
28. Fr.-W. Bach, T. Copitzky, J. Prehm, T. Duda, R. Versemann: Untersuchung Thermischer Spritzverfahren mit der Particle-Image-Velocimetry, Lasermeßmethoden in der Strömungsmesstechnik, Hrsg. A. Delgado, F. Werner, B. Ruck, A. Leder, D. Dopheide, Shaker Verlag, Aachen, S. 40.1-40.6, 2000, ISBN3-8365-7809-0
29. L. Hesselink, Digital image processing in flow visualization, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 20, S. 421-485, 1988
30. C. E. Willert, M. Gharib, Digital particle image velocimetry, Exp Fluids, Vol. 10, S. 181-193, 1991
31. J. Westerweel, Digital Particle Image Velocimetry - Theory and Application, Delft University Press, 1993
32. P. Gougen, C. Moreau, V. Lacasse, M. Lamontagne, I. Powell, A. Bewsher, A new sensor for on-line diagnostics of particles under thermal spraying conditions, Advanced Processing Techniques, Vol. 6, Princeton, New York, 1994
33. C. Moreau, L. Leblanc, In flight particle characterization of plasma sprayed dense yttria stabilized zirconia, Proceedings of the 15th International Thermal Spray Conference, Nice, 1998

34. L. Leblanc, C. Moreau, J.-G. Legoux, B. Arsenault, Characterization of plasma spray processes by monitoring the state of the sprayed particles, Proceedings of the United Thermal Spray Conference, Düsseldorf, 1999
35. Firma Tecnar Automation,
URL: <http://www.tecnar-automation.com/d/publ-f-e.html>
36. Jochen Zierhut, Entwicklung von Diagnostikverfahren zur Optimierung von Plasmaspritzsystemen, Dissertation Universität der Bundeswehr München, Mai 2000
37. Zierhut Meßtechnik GmbH,
URL: www.zierhut-messtechnik.de
38. R. Hernberg, J. Vattulainen, T. Korhonen, J. Knuuttila, T. Mäntylä, Optical diagnostics and process control in plasma spraying, Proceedings of the 5th Thermal Spray Conference, St. Petersburg, 1998
39. J. Vattulainen, J. Knuuttila, T. Lehtinen, T. Mantyla, R. Hernberger, In flight particle concentration and an velocity measurements in thermal spraying using a non-intensified ccd camera, Proceedings of the 15th International Thermal Spray Conference, Nice, 1998
40. J. Westerweel, Digital particle image velocimetry, theory and application, Delft, Techn. Univ., Diss., 1993
41. K. Eisele, Z. Zhang, F. Hirt, and N. Perschke, High-speed cameras image flow successfully, Laser Focus World, May 1996
42. Arne Fischer, "Analyse des Atmosphärischen Plasmaspritzens mittels online Prozeßkontrolle", Dissertation an der RWTH Aachen, 2001
43. Peter Heinrich, Werner Krömmel, Klaus Landes, Jochen Zierhut, Tilo Streibl, Qualitätssicherung beim thermischen Spritzen mittels rechnerischer Überarbeitung oder Verfremdung digitaler Bilder, Europ. Patent, 1999
44. Stephan G. Lipson, Henry S. Lipson, David S. Tannhauser, Optik, deutsche Übersetzung der 3. Auflage, 1997, ISBN 3-540-61912-7
45. Wolfgang Stössel, Fourier-Optik Eine Einführung, Springer Verlag, 1993, ISBN 3-540-53 287-0
46. S. H. Lee, Optical Information Processing Fundamentals, Topics in Applied Physics, Volume 48, Springer-Verlag, 1981, ISBN 3-540-10522-0 (New York), ISBN 0-387-10522-0 (Berlin)
47. E.G. Steward, Jürgen R. Meyer-Arendt, Fourier Optics: An Introduction, Second Edition, Applied Optics-IP, Volume 35, Issue 8, S. 1212-, März 1996
48. Florian Scheck, Von den Newtonschen Gesetzen zum deterministischen Chaos, 5. Auflage, 1996, ISBN 3-540-61235-1
49. Meyberg, Vachenaue, Höhere Mathematik 1, 1. Auflage, 1990, S. 340, ISBN 3-540-51798-7
50. T. Streibl, K. D. Landes, G. Forster, UniBw-Munich, Munich, Germany, PSI: New Diagnostics for the Determination of Particle Size and Shape in Thermal Spray Processes, Proceedings of the 1st International Thermal Spray Conference, Montréal, Québec, Canada, 2000, ISBN 0-87170-680-6

51. T. Streibl, M. Dzulko, K. D. Landes: Particle Shape Imaging: Eine neue Partikel-diagnostik beim Plasmaspritzen, Tagungsband Workshop Plasmatechnik <8, 2000, Ilmenau>, ISLE Verlag, Ilmenau, S. 29-35, 2000, ISBN 3-932633-49-0
52. Tilo V. Streibl, Thomas Duda, Klaus D. Landes, Diagnostics of thermal spray processes by in-flight measurement of particle size and shape with innovative Particle-Shape-Imaging (PSI) technique, Proceedings of SPIE, High-Speed-Imaging and Sequence Analysis III, Volume 4308, S. 45-52, 2001, San José, California, USA, ISBN 0-8194-3986-X
53. K. D. Landes, W. Krömmel, J. Zierhut, T. Streibl, G. Forster, Strahl- und Partikeldiagnostik beim Thermischen Spritzen, Proc. 5th HVOF Colloquium, Erding, S. 39-47, 2000
54. K. D. Landes, T. V. Streibl, J. Zierhut, Particle Flux Imaging (PFI) und Particle Shape Imaging (PSI) – zwei innovative Diagnostikverfahren für das Thermische Beschichten, ITSC 2002, Essen, S. 47-51, 2002, ISBN 3-87155-783-8
55. Fr.-W. Bach, R. Henne, K. Landes, E. Lugscheider, V. Borck, T. Copitzky, A. Fischer, J. Prehm, K. Seemann, T. Streibl, Prozeßdiagnostik an thermischen Beschichtungsverfahren – Neue Erkenntnisse aus den laufenden Arbeiten der DFG geförderten Forschungsgruppe, ITSC 2002, Essen, S. 78-85, 2002, ISBN 3-87155-783-8
56. Bernd Jähne, Digitale Bildverarbeitung, 4. Auflage, S. 519-544, 1997, ISBN 3-540-61379-X,
57. J.-Ph. Pérez: Optik, Spektrum Lehrbuch, 1996, ISBN 3-86025-391-1
58. T. Wriedt, A Review of Elastic Light Scattering Theories, Part. Part. Syst. Charact., 15, S. 67-74, 1998
59. Hering, Martin, Stohrer, Physik für Ingenieure, 5. Auflage, S. 435, 1995, ISBN 3-18-401398-7
60. Paul Hoess, Karlheinz Fleder, Time-integrated phosphor behaviour in gated image intensifier tubes, Proc. SPIE Vol. 4128, p. 23-28, Image Intensifiers and Applications II, 2000
61. Günter Forster, Bestimmung von Parametern thermischer Plasmen mittels Thomsonstreuung, Dissertation Universität der Bundeswehr München, 1995
62. Mark Dzulko, Optoelektronische Teilchendetektion beim Particle-Shape-Imaging-Verfahren, Diplomarbeit Universität der Bundeswehr München, 2000
63. James P.M. Syvitski, Principles, Methods, and Applications of Particle Size Analysis, S. 65, Cambridge University Press, Cambridge, 1991, ISBN 0-521-36472-8
64. Yeh, Y., Cummins, H. Z.: Localized Fluid Flow Measurement with an He-Ne-Spectrometer. Applied Physics Letters 4, Nr. 10, S. 176-178, 1964
65. Dantec Dynamics A/S,
URL: <http://www.dantecmt.com/lda/Princip/Download/Index.html>
66. GALA e.V., Deutsche Gesellschaft für Laser-Anemometrie
URL: <http://www.gala-ev.de/>

67. G. Grehan, G. Gouesbet, Simultaneous measurements of velocities and sizes of particles in flow using a combined system incorporating a top-hat beam technique, Applied Optics Vol. 25, Nr. 19, S. 3527-3538, 1986
68. Optical particle sizing: theorie and practice, edited by G. Gouesbeth and G. Gréhan (Proceedings of an international symposium on Optical Particle Sizing: Theorie and Practice, held May 12-15, 1987, in Rouen, France), 1988, ISBN 0-306-42781-8,
69. LSA System, Vertrieb und Entwicklung: HHB Consult, 3400 Hilleroed Denmark, Email: hhbconsult@vip.cybercity.dk
70. Landolt-Börnstein, II. Band, 8. Teil: Optische Konstanten, 6. Auflage, Berlin Göttingen Heidelberg: Springer Verlag, 1962
71. W. M. Farmer, Measurement of Particle Size, Number Density and Velocity Using a Laser Interferometer, Applied Optics Vol. 11, Nr. 11, S. 2603-2612, 1972
72. Artur Stümke, Messung lokaler Häufigkeitsverteilungen von Partikelgeschwindigkeiten in Gas-Feststoff-Strömungen, Fortschr.-Ber. VDI-Z. Reihe 3, Nr. 53, S. 153, 1979, ISBN 3-18-145303-X
73. ICE: C-Bibliothek zur Bildanalyse und Robot Vision, Universität Jena, Lehrstuhl für Digitale Bildverarbeitung,
URL: <http://pandora.inf.uni-jena.de/ice.html>
74. Jan-Christian Dohm, Graphische Datenaufbereitung für das Particle Shape Imaging (PSI) Meßverfahren, Diplomarbeit Universität der Bundeswehr München, 2001
75. Firma Melles Griot, Lilienthalstraße 30-32, 64625 Bensheim,
<http://www.mellesgriot.com/products/optics/ch2-00.asp>
76. S.A. Self, "Focusing of Spherical Gaussian Beams," Appl. Opt. 22, No. 5, S. 658, März 1983